

ANNALEN DER PHYSIK

Gegründet 1799 durch F. A. C. Gren und fort-
geführt durch L. W. Gilbert, J. C. Poggendorff,
G. und E. Wiedemann, P. Drude, W. Wien

5. Folge, Band 22
Der ganzen Reihe 414. Band

Kuratorium:

W. Gerlach	F. Paschen	M. Planck
R. Pohl	A. Sommerfeld	M. Wien

Unter Mitwirkung
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
herausgegeben von

E. GRÜNEISEN, Marburg/L.
M. PLANCK, Berlin

Mit 235 Abbildungen im Text



I 9 3 5

LEIPZIG / VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

Alle Rechte vorbehalten
Printed in Germany



Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

V
2
2

1
9
3
5

XUN

Physics Lib.

5. FOLGE, 1935, BAND 22, HEFT 1

FEB 28 1935

ANNALEN DER PHYSIK

Gegründet 1799 durch F. A. C. Gren und fort-
geführt durch L. W. Gilbert, J. C. Poggendorff,
G. und E. Wiedemann, P. Drude, W. Wien

Der ganzen Reihe 414. Band

Kuratorium:

W. Gerlach	F. Paschen	M. Planck
R. W. Pohl	A. Sommerfeld	M. Wien

Unter Mitwirkung
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
herausgegeben von

E. GRÜNEISEN, Marburg/L.
M. PLANCK, Berlin

Mit 36 Abbildungen im Text



LEIPZIG / VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

Redaktionsschluß am 20. Januar 1935

Inhalt

	Seite
Hermann Senftleben und Walter Hein-Breslau, Untersuchungen über den Reaktionsverlauf bei der Vereinigung von Wasserstoffatomen zu Molekülen. (Mit 7 Figuren)	1
H. Reddemann-München, Wiedemann-Franzsche Zahl von β -Mangan bei -190°C	28
Wolfgang Pfister-Berlin-Johannisthal, Untersuchungen über die nicht-quasistationäre Stromverteilung in linearen Leitersystemen. (Mit 10 Figuren)	31
Heinz Schönfeld-Berlin, Unstetigkeiten bei der Umelektrisierung. (Mit 2 Figuren)	53
H. Lassen und L. Brück-Köln, Herstellung von dünnen Silbereinkristallen und ihre Untersuchung mit Elektronenstrahlen. (Mit 6 Figuren)	65
G. Tammann-Göttingen, Zur Struktur dünner Metallschichten, erzeugt durch Kathodenzerstäubung oder Verdampfung	73
G. Tammann und W. Boehme-Göttingen, Die Zahl der Wassertropfchen bei der Kondensation auf verschiedenen festen Stoffen. (Mit 1 Figur)	77
Helmut Löhner-Berlin-Lichterfelde, Kritische Potentiale in He, Ne und Ar mit der Leardaschen Gegenspannungsmethode. (Mit 6 Figuren)	81
R. Behne und H. Löhner-Berlin-Lichterfelde, Zur Gasabgabe beruhter Metallflächen im Vakuum. (Mit 4 Figuren)	92

Für diese Zeitschrift werden grundsätzlich nur Arbeiten angenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind. Mit der Annahme des Manuskriptes und seiner Veröffentlichung geht das alleinige Recht der Vervielfältigung, Verbreitung und Übersetzung einschließlich des Rechtes der Veranstaltung von Sonderdrucken auf den Verlag über. Von jeder Arbeit liefert der Verlag 75 Sonderabzüge kostenlos.

1935 erscheinen die Bände 22–24 der 5. Folge. Bezugspreis je Band RM. 26.—, mit Porto RM. 27.20 im Inland, RM. 28.— im Ausland. Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Gesellschaft für technische Physik wird ein Vorzugspreis gewährt.

Die Zeitschrift kann durch jede Buchhandlung, in Ausnahmefällen auch durch den Verlag bezogen werden.

Die Redaktion der Annalen wird von den auf der Titelseite genannten Herren besorgt. Es wird gebeten, Manuskripte an Herrn *Geh.-Rat Prof. Dr. E. Gräneltsen, Marburg/L., Mainzer Gasse 33*, einzusenden.

Die Redaktion bittet, die Manuskripte *druckfertig* einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten. Die *Zeichnungen* sind in sorgfältiger Ausführung auf besonderen Blättern beizulegen.

Bei den *Zitaten* wolle man die Abkürzungen der Zeitschriftentitel nach dem Verzeichnis wählen, das jedem Jahrgang der „Physikalischen Berichte“ vorangestellt ist.

V
2
2

1
9
3
5

XU

A

5.

the
me
On
ste
vo
Ve
zw
tel

R
st
de
w
ül
Z
vo
P
m
la
W
g
U
tr

B

Untersuchungen über den Reaktionsverlauf bei der Vereinigung von Wasserstoffatomen zu Molekülen¹⁾

Von Hermann Senftleben und Walter Hein

(Mit 7 Figuren)

Die früher von H. Senftleben und O. Riechemeier angegebene Methode zur Messung von Reaktionsgeschwindigkeiten wird zu einer Differenzmethode ausgebaut. Dadurch gelingt es, unvermeidliche Störungen, wie z. B. Oberflächenreaktionen u. a., weitgehend auszuschalten. Die Bildung des Wasserstoffmoleküls wird untersucht sowohl in reinem Wasserstoff wie in Mischungen von Wasserstoff mit He, Ne, Ar und Kr. Es wird eine deutlich hervortretende Verschiedenheit in der Einwirkung der verschiedenen Gase festgestellt, und zwar in dem Sinne, daß die Wirksamkeit eines Gasmoleküls als dritter Stoßteilnehmer beim Dreierstoß mit zunehmendem Molekulargewicht steigt.

Die Bildung des Wasserstoffmoleküls aus den Atomen, d. h. die Reaktion $H + H = H_2$, ist in den letzten Jahren mehrfach Gegenstand experimenteller Untersuchungen gewesen. Obwohl diese nach den verschiedensten Gesichtspunkten und Methoden durchgeführt wurden, ist es bisher nicht möglich, sich ein genügend klares Bild über die Vorgänge bei der genannten Reaktion zu machen. Eine Zusammenstellung der Arbeiten findet sich bei W. Steiner²⁾. Die vorliegende Untersuchung schließt sich an die in den „Annalen der Physik“ veröffentlichte Arbeit von H. Senftleben und O. Riechemeier an³⁾. In dieser wurde eine Methode angegeben, die es erlaubt, Aussagen über die Vorgänge bei der Wiedervereinigung von Wasserstoffatomen zu Molekülen zu machen. Die quantitativen Angaben über die Reaktionskonstanten sind noch mit einer gewissen Unsicherheit behaftet, denn neben dem zu untersuchenden Vorgang tritt stets eine Oberflächenreaktion ein, die nicht einwandfrei elimi-

1) Vorgetragen auf der Physikertagung in Bad Pyrmont 1934. Kurzer Bericht Phys. Zeitschrift **35**, S. 985. 1934.

2) W. Steiner, Ztschr. f. phys. Chem. B, **15**, 4/5. S. 249. 1932.

3) H. Senftleben u. O. Riechemeier, Ann. d. Phys. [5] **6**, S. 105. 1930.
Annalen der Physik. 5. Folge. 22.

nirt werden konnte¹⁾. Der Zweck der vorliegenden Arbeit war zunächst, die erwähnte Unsicherheit in den Reaktionskonstanten zu beseitigen. Nachdem dies weitgehend gelungen war, wurden zur weiteren Klärung des Vorganges der Wiedervereinigung der Atome zu Molekülen die Einwirkungen zugesetzter Edelgase auf die Reaktion untersucht.

Methode und Versuchsanordnung

Zur Erzeugung des atomaren Wasserstoffs wurde die gleiche Methode benutzt wie früher von H. Senftleben und O. Riechmeier²⁾. In dem abgeschlossenen Versuchsgefäß befindet sich außer dem Wasserstoff ein Tropfen Quecksilber, so daß in dem Gefäß gesättigter Quecksilberdampf von Zimmertemperatur vorhanden ist. Das Versuchsgefäß wird kurze Zeit mit dem Licht einer Quecksilberlampe (um Selbstumkehr der Linie zu vermeiden, mit Magnet versehen) bestrahlt und dadurch das im Gefäß befindliche Quecksilber durch die Resonanzlinie des Quecksilbers 2537 ÅE angeregt. Durch Stöße zweiter Art geben die angeregten Hg-Atome an die Wasserstoffmoleküle ihre Energie ab. Diese bewirkt den Zerfall der H₂-Moleküle in Atome³⁾. Nach längerer Bestrahlungszeit stellt sich Gleichgewicht zwischen Atomen und Molekülen ein. Bei unseren Versuchen wurde die Bestrahlungszeit mit einem Kompurverschuß auf $\frac{1}{2}$ Sek. festgelegt.

Zur Bestimmung des Dissoziationsgrades des Molekül-Atomgemisches als Funktion der Zeit wird das Wärmeleitvermögen des Gemisches gemessen. Der Wert des Wärmeleitvermögens ist um so größer, je größer die Anzahl der vorhandenen Atome ist und geht im Laufe der Wiedervereinigungsreaktion auf den Wert in molekularem Wasserstoff zurück. Die Änderung des Wärmeleitvermögens wird mit der von Schleiermacher⁴⁾ angegebenen Methode gemessen. Im Meßgefäß ist ein elektrisch geheizter Draht ausgespannt, während die Wände des Gefäßes auf einer niedrigeren Temperatur gehalten werden. Der Energiestrom, der vom Draht nach den Wänden über-

1) Steiner macht (a. a. O. S. 251) den Einwand, daß infolge der geringen Atomkonzentrationen die Untersuchungen keine quantitativen Schlüsse auf die Reaktionskonstanten gestatten. Allerdings wird bei unseren früheren und den vorliegenden Untersuchungen nur der allerletzte Teil der Vereinigungskurve ermittelt; es ist jedoch nicht einzusehen, warum er nicht genau so charakteristisch sein sollte wie der Anfang der Kurve, falls nur die Meßgenauigkeit ausreicht. Dies ist bei unserer Methode der Fall.

2) H. Senftleben u. O. Riechmeier, a. a. O.

3) G. Cario u. J. Franck, Ztschr. f. Phys. 11. S. 161. 1922.

4) A. Schleiermacher, Wied. Ann. 64. S. 623. 1888.

geht, ist infolge des größeren Wärmeleitvermögens im Atom-Molekül-gas größer als im molekularen Gas. Die Änderung des Wärmeleitvermögens bewirkt eine Temperatur- und damit Widerstandsänderung des Meßdrahtes, die in einer Wheatstoneschen Brücke gemessen wird.

Die Messungen werden in einer Apparatur ausgeführt, die in Fig. 1 schematisch gezeichnet ist. Zum Evakuieren dient ein Aggregat aus einer Quecksilber-Dampfstrahlpumpe und einer Diffusionspumpe mit einer Wasserstrahlpumpe als Vorpumpe. Mit dieser Anordnung kann ein Vakuum von $1 \cdot 10^{-6}$ mm Hg-Druck erreicht werden.

Der elektrolytisch hergestellte, durch Phosphorpentoxyd und flüssige Luft von anhaftendem Wasserdampf befreite Wasserstoff wird dem Vorratsgefäß V_1 zugeführt. Von dort gelangt der Wasserstoff in das Gefäß V_2 , in welchem der für die Messungen nötige Wasserstoffdruck eingestellt und am Manometer M abgelesen wird. Dieses Gefäß dient auch zur Herstellung der im weiteren Verlauf der Arbeit benutzten Wasserstoff-Edelgasmischungen. Für diesen Zweck ist in der Apparatur ein Ansatz zum Einführen der Edelgase vorgesehen. Von dem Gefäß V_2 aus wird das Versuchsgefäß VG mit Wasserstoff oder den Edelgasmischungen beschickt, wobei wegen der Größe von V_2 keine wesentliche Druckverminderung eintritt. Das Versuchsgefäß ist ein zylindrisches Rohr aus Quarz von 9 cm Länge und einem Durchmesser von 2 cm. An den beiden Enden des Rohres ist je eine Kapillare angeschmolzen, durch welche der Meßdraht, der in der Achse des Zylinders verläuft, eingeführt wird. Mit Hilfe eines Schliffes ist das Reaktionsgefäß mit der übrigen Apparatur verbunden. Um möglichst jede Strömung zu vermeiden, ist unmittelbar hinter dem Schliff ein Hahn angebracht. Das Reaktionsgefäß mit Schliff und Hahn befindet sich, um die Gefäßwände auf konstanter Temperatur zu halten, in einem großen mit Quarzfenstern versehenen Wasserbehälter. Als Meßdrähte werden Tantaldrähte von ungefähr 7,5 cm Länge und 0,05 mm Dicke benutzt. Der Draht wird Telefunken-Senderöhrchen entnommen, in denen er als Gitter aufgewickelt ist. Jedes Mal, wenn Luft in die Apparatur eingelassen werden mußte, wurde das Quarzgefäß hinterher im Vakuum kräftig ausgeglüht.

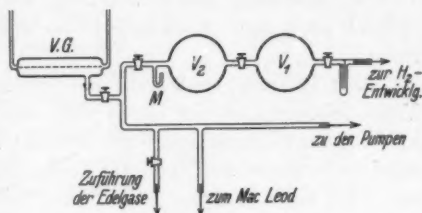


Fig. 1. Schema der Glasapparatur

Bestimmung der Änderung des Wärmeleitvermögens
aus der Widerstandsänderung des Meßdrahtes

Die zur Bestimmung der Änderung des Wärmeleitvermögens aus der Widerstandsänderung des Meßdrahtes benutzten Überlegungen sind in der Arbeit von H. Senftleben und O. Riechemeier¹⁾ beschrieben. Im Laufe der vorliegenden Untersuchungen hat es sich als nötig erwiesen, eine Erweiterung der Meßmethode vorzunehmen, wodurch auch eine Abänderung der erwähnten Überlegungen nötig wurde.

Es zeigt sich, daß nach beendigter Reaktion, wenn also das Wärmeleitvermögen des Gases und damit die Temperatur des Meßdrahtes einen konstanten Wert erreicht haben müßten, noch Widerstandsänderungen am Meßdraht beobachtet werden. Diese Änderung nach beendigter Reaktion ist auf Vorgänge an der Oberfläche des Meßdrahtes zurückzuführen, die sich schon in der erwähnten Arbeit von H. Senftleben und O. Riechemeier störend bemerkbar machten. Ferner tritt durch die Bestrahlung des Gases mit dem Licht der Quecksilberlampe nicht nur eine Dissoziation des Gases ein, sondern es findet auch eine Erwärmung des Gases und des Drahtes durch Lichtabsorption statt. Im ersten Augenblick der Bestrahlung wird daher eine Erwärmung des Meßdrahtes festgestellt, und erst etwas später wird die durch die Dissoziation des Gases bewirkte Abkühlung des Meßdrahtes überwiegend; denn erst nach einiger Zeit wird ein genügend großer Dissoziationsgrad erreicht. Der eben besprochene Vorgang spielt sich in einer Zeit von $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{2}$ Sek. ab, konnte jedoch einwandfrei registriert werden.

Die folgenden Überlegungen sollen zeigen, wie es durch eine Differenzmessung gelingt, diese Störungen zu eliminieren. Es wird nicht, wie oben berichtet, mit *einem* Draht, sondern mit *zwei* Meßdrähten gearbeitet. Die beiden Drähte sind nahezu in der Achse des Reaktionsgefäßes übereinander ausgespannt und besitzen die gleiche Länge. Sie werden den Gefäßwänden gegenüber auf verschieden hohe Temperaturen geheizt, wobei sich stets der heißere Draht über dem kälteren befindet. Der heißere Draht hat eine Temperatur von ungefähr 150° , der kältere eine solche von ungefähr 100° , so daß die Temperaturdifferenz ungefähr 50° beträgt. Der Wärmestrom zur Wand ist nun bei den beiden Drähten infolge ihrer verschieden hohen Temperaturen verschieden. Infolgedessen wird eine Änderung des Wärmeleitvermögens des Gases verschieden große Widerstandsänderungen der beiden Drähte hervorrufen. Die

1) H. Senftleben u. O. Riechemeier, a. a. O. S. 109.

Widerstandsänderungen werden für jeden Draht in einer besonderen Wheatstoneschen Brücke gemessen. Fig. 2 zeigt die elektrische Versuchsanordnung.

In dem einen Zweig einer jeden Brücke liegen zwei feste, gleiche Widerstände a_1, b_1 bzw. a_2, b_2 , in dem anderen Zweig die beiden Meßdrähte mit den Widerständen w_{D1} bzw. w_{D2} und zwei Stöpselrheostaten w_{v1} bzw. w_{v2} als Vergleichswiderstände. In den Brücken liegt je ein Mollsches Mikro-Spiegelgalvanometer. Diese Instrumente besitzen eine Empfindlichkeit von $2,5 \cdot 10^{-8}$ Ampere und sind wegen ihrer kleinen Einstelldauer für die Messungen sehr geeignet. Ihre Ausschläge werden photographisch auf ein und demselben Film registriert. Den benutzten Akkumulatorenbatterien wird in jeder Brücke je ein Heizwiderstand w_{H1} bzw. w_{H2} vorgeschaltet, dessen Größe genau gemessen werden kann. Die Widerstände der ungeheizten Drähte werden bei schwachem Strom bestimmt. Dann werden durch Änderung der Heizwiderstände die Ströme vergrößert und auf diese Weise die Drähte auf die gewünschten Temperaturen gebracht. Vor einer Messung sind die Brücken abgeglichen. Nach der Bestrahlung des Gases ist infolge der Änderung des Wärmeleitvermögens eine Widerstandsänderung der Meßdrähte eingetreten. Im Verlaufe der Reaktion sollten die Meßdrähte auf ihre alten Widerstände und damit die Brückengalvanometer auf ihre Nullstellungen zurückgehen. Hier macht sich nun die oben erwähnte Störung durch die Oberflächenreaktion dadurch bemerkbar, daß die Brückeninstrumente *nicht* auf ihre alten Nullstellungen zurückgehen, sondern einen mehr oder weniger starken Gang aufnehmen. Die hierdurch hervorgerufene Unsicherheit muß beseitigt werden.

Zunächst soll festgestellt werden, welche Widerstandsänderung dem registrierten Ausschlag jedes einzelnen Instrumentes entspricht. Mit i_D sei die Stromstärke im Meßdraht bezeichnet, dessen Widerstand w_D ist. Wenn der durch Ableitung an den Zuführungsstellen und durch Strahlung bewirkte geringe Energieverlust vernachlässigt wird, so liefert die Energiebilanz zwischen zugeleiteter und abgeleiteter Energie für einen Draht die Beziehung

$$(1) \quad i_D^2 w_D = \lambda \Delta T = \lambda \frac{w_D - w_0}{w_0 \cdot \beta}.$$

Dabei bedeutet ΔT die Temperaturdifferenz zwischen Draht und

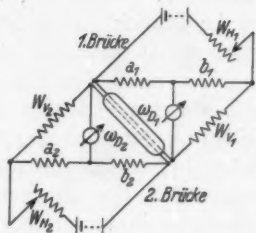


Fig. 2.
Elektrische Versuchsanordnung

Wand, w_0 den Widerstand des Meßdrahtes im ungeheizten Zustand, β den Temperaturkoeffizienten des Drahtes und λ ein Maß für die Wärmeleitfähigkeit des Gases in willkürlichen Einheiten. Durch die Dissoziation ändert sich (bei konstant gehaltenem w_D) λ um $d\lambda$ und i_D um di_D . Außerdem erhält der Meßdraht im Moment der Bestrahlung eine Energiezufuhr durch die oben erwähnte Erwärmung des Gases. Ferner ist, wie schon erwähnt, zu berücksichtigen, daß im Augenblick des Entstehens der Atome infolge der Oberflächenreaktion am Meßdraht dieser eine Veränderung erleidet, die sich in einer Änderung des Wärmestromes äußert. Diese kann *formal* ebenfalls als eine Änderung der Energiezufuhr betrachtet werden. Diese beiden Änderungen der Energiezufuhr, die nicht direkt durch das Wärmeleitvermögen bestimmt sind, seien in einem Gliede $d\Phi$ zusammengefaßt. Die durch Bestrahlung und Änderung des Wärmeleitvermögens hervorgerufene Änderung der Energiebilanz ist also

$$(2) \quad + d\Phi + 2i_D di_D w_D = d\lambda \Delta T.$$

Aus (1) und (2) erhält man

$$(3) \quad 2i_D^2 \frac{di_D}{i_D} + \frac{d\Phi}{w_D} = \frac{d\lambda}{\lambda} i_D^2.$$

Bei abgeglichen gehaltener Brücke ist die relative Änderung der Gesamtstromstärke di/i gleich der relativen Änderung di_D/i_D der Stromstärke im Draht. Es sei E die Spannung der Akkumulatorenbatterie und W der Gesamtwiderstand der Brückenanordnung

$$\frac{1}{W} = \frac{1}{a+b} + \frac{1}{w_D + w_V}.$$

Es gelten die Beziehungen

$$i = \frac{E}{W + w_H}; \quad \frac{di}{i} = - \frac{dw_H}{W + w_H} = \frac{di_D}{i_D}.$$

Damit wird aus (3)

$$(4) \quad -2i_D^2 \frac{dw_H}{W + w_H} + \frac{d\Phi}{w_D} = \frac{d\lambda}{\lambda} i_D^2.$$

Bei diesen Überlegungen ist angenommen, daß die Brücke dauernd abgeglichen gehalten wird. Um diese experimentell schwer auszuführende Annahme zu vermeiden, wird das Brückengalvanometer vorher mit einer bekannten Änderung des Heizwiderstandes geeicht. Bewirkt eine Änderung desselben um 0,1 Ohm einen Ausschlag von ε -Skalenteilen, so entspricht einem Ausschlag von A -Skalenteilen eine Heizwiderstandsänderung

$$dw_H = \frac{0,1 A}{\varepsilon}.$$

In Gl. (4) wird dieser Ausdruck für $d w_H$ eingetragen, und es ergibt sich

$$-\frac{0,2 \cdot A \cdot i_D^2}{\varepsilon (W + w_H)} + \frac{d\Phi}{w_D} = \frac{d\lambda}{\lambda} i_D^2.$$

Diese Rechnung gilt für jeden Meßdraht für sich. Wir erhalten so die beiden Gleichungen

$$-w_{D_1} \frac{0,2 A_1 i_{D_1}^2}{\varepsilon_1 (W_1 + w_{H_1})} + d\Phi_1 = \frac{d\lambda}{\lambda} i_{D_1}^2 w_{D_1},$$

$$-w_{D_2} \frac{0,2 A_2 i_{D_2}^2}{\varepsilon_2 (W_2 + w_{H_2})} + d\Phi_2 = \frac{d\lambda}{\lambda} i_{D_2}^2 w_{D_2}.$$

Die beiden zusätzlichen Energien $d\Phi_1$ und $d\Phi_2$ können als nahezu gleich betrachtet werden. Dies ist ohne weiteres klar, solange die beiden Drähte gleiche Oberflächenbeschaffenheit und Temperatur haben. Bei Benutzung kleiner Heizunterschiede der Drähte ist kein wesentlicher Unterschied zwischen $d\Phi_1$ und $d\Phi_2$ zu erwarten. Die experimentellen Resultate ergaben tatsächlich, wie später gezeigt wird, daß bei kleinen Heizunterschieden die obige Annahme berechtigt ist. Subtraktion der beiden obenstehenden Ausdrücke voneinander liefert unter den gemachten Voraussetzungen

$$-w_{D_1} \frac{0,2 \cdot A_1 i_{D_1}^2}{\varepsilon_1 (W_1 + w_{H_1})} + w_{D_2} \frac{0,2 \cdot A_2 i_{D_2}^2}{\varepsilon_2 (W_2 + w_{H_2})} = \frac{d\lambda}{\lambda} \{i_{D_1}^2 w_{D_1} - i_{D_2}^2 w_{D_2}\}.$$

Für die relative Änderung des Wärmeleitvermögens erhält man daraus

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{0,2 \cdot w_{D_1} i_{D_1}^2}{(i_{D_1}^2 w_{D_1} - i_{D_2}^2 w_{D_2}) \varepsilon_2 (W_2 + w_{H_2})} \cdot A_2 - \frac{0,2 \cdot w_{D_2} i_{D_2}^2}{(i_{D_1}^2 w_{D_1} - i_{D_2}^2 w_{D_2}) \varepsilon_1 (W_1 + w_{H_1})} \cdot A_1 = z_2 A_2 - z_1 A_1.$$

z_1 und z_2 sind dabei Konstanten, die durch die Versuchsbedingungen vollkommen bestimmt sind. A_1 und A_2 sind die registrierten Ausschläge der Brückengalvanometer in einem bestimmten Zeitpunkt. Um von den genannten Unsicherheiten unabhängig zu werden, wurden die Messungen so geführt, daß $z_1 = z_2$ wurde und dadurch nur die Differenz der Ausschläge auftrat.

Dies liefert die Bedingungsgleichung

$$\frac{w_{D_1} \cdot i_{D_1}^2}{\varepsilon_2 \cdot (W_2 + w_{H_2})} = \frac{w_{D_2} \cdot i_{D_2}^2}{\varepsilon_1 \cdot (W_1 + w_{H_1})}.$$

In ihr sind die Widerstände und Stromstärken durch die Versuchsbedingungen bereits festgelegt, und nur die Empfindlichkeiten der Aufnahmeinstrumente stehen noch frei zur Verfügung. Gibt man

den Empfindlichkeiten durch Parallelschalten von Widerständen zu den Galvanometern das geforderte Verhältnis

$$\frac{e_1}{e_2} = \frac{w_{D_1} \cdot i_{D_1}^2}{w_{D_2} \cdot i_{D_2}^2} \cdot \frac{W_2 + w_{H_2}}{W_1 + w_{H_1}},$$

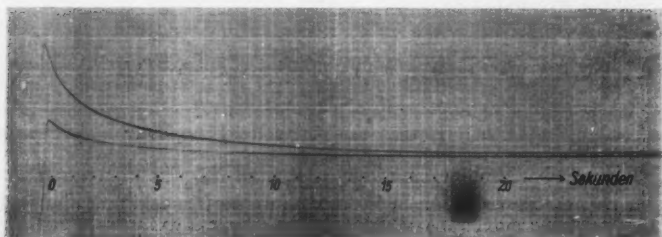


Fig. 3

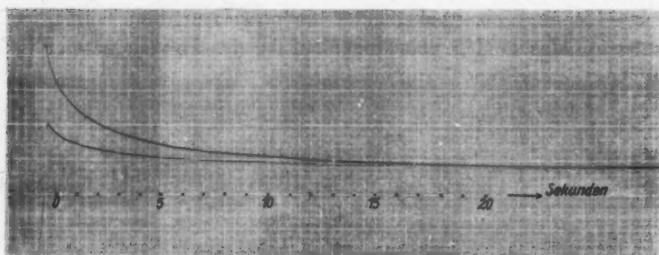


Fig. 4

so ist die Bedingung für die Gleichheit der Koeffizienten z_1 und z_2 erfüllt. Die Gleichung für die relative Änderung des Wärmeleitvermögens lautet dann

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{0,2 \cdot w_{D_1} \cdot i_{D_1}^2}{(i_{D_1}^2 w_{D_1} - i_{D_2}^2 w_{D_2}) e_1 (W_1 + w_{H_1})} (A_2 - A_1).$$

Die Änderung des Wärmeleitvermögens ist dann Null, d. h. die Reaktion ist dann beendet, wenn die Differenz der Ausschläge der registrierten Kurven gleich Null ist. Die Kurven müssen zu Beginn der Aufnahme verschieden große Ausschläge zeigen, im Laufe der Reaktion aufeinander zulaufen und nach beendeter Reaktion *aufeinander* fallen. Ein gemeinsamer Gang der beiden Instrumente ist jetzt bedeutungslos.

Es war experimentell nicht immer möglich, den beiden Instrumenten vor der Reaktion den gleichen Nullpunkt zu geben. Die beiden Kurven verlaufen dann nach der Reaktion nicht aufeinander, sondern parallel zueinander. (Vgl. Figg. 3—5.) Die konstante Differenz am Ende der Kurven muß dann noch von der Differenz der Ausschläge subtrahiert werden. Diese durch die obigen Ansätze

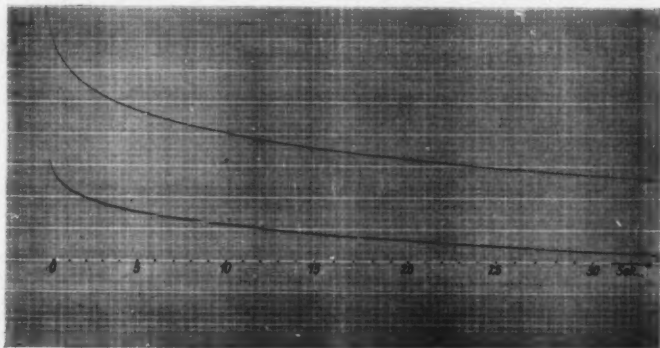


Fig. 5

geforderte und stets beobachtete Parallelität der Meßkurven nach beendigter Reaktion ist ein Kriterium für die Gültigkeit der erwähnten Annahmen über die zusätzlichen Energien. Es wurden zur Kontrolle Aufnahmen mit verschiedenen langen Bestrahlungszeiten und mit verschiedenen Temperaturdifferenzen der Meßdrähte ausgeführt. Sie lieferten alle dieselben Ergebnisse.

Bestimmung der Atomkonzentration aus der Änderung des Wärmeleitvermögens

Um den Mechanismus der Wiedervereinigung der Atome zu Molekülen genauer untersuchen zu können, muß die Atomkonzentration als Funktion der Zeit bekannt sein. Es handelt sich also darum, aus der Änderung des Wärmeleitvermögens, die durch die Versuchsbedingungen und die registrierten Ausschläge bestimmt ist, die Atomkonzentration zu berechnen. In jedem Zeitpunkt setzt sich das Wärmeleitvermögen des Gemisches von Atomen und Molekülen aus dem der einzelnen Komponenten zusammen. Mit n sei die Anzahl aller Moleküle in der Volumeneinheit bezeichnet, mit n' die Zahl der Moleküle, die durch die Bestrahlung in Atome verwandelt worden sind. Das Wärmeleitvermögen des reinen Molekül-gases

sei λ , das des reinen Atomgases λ_a und das der Mischung λ_{mi} . Bei den in Frage kommenden geringen Atomkonzentrationen kann die einfache Mischungsregel benutzt werden. Sie liefert

$$(n - n')\lambda + 2n'\lambda_a = (n + n')\lambda_{mi}.$$

Die weiteren Überlegungen, welche zu der gewünschten Beziehung zwischen der Atomkonzentration und der relativen Änderung des Wärmeleitvermögens führen, sind in der mehrfach erwähnten Arbeit von H. Senftleben u. O. Riechemeier S. 110—115 enthalten. Es ergibt sich

$$(5) \quad n_a = n \cdot \frac{d\lambda}{\lambda} \cdot \frac{1}{4,5 \cdot \frac{1 - \frac{c_a}{(2,3 p)^{1/2}}}{1 - \frac{c}{p^{1/2}}} - 1}.$$

Damit ist die Absolutzahl der Atome als Funktion der Zeit bestimmt.

Bei den Mischungen von Edelgasen mit Wasserstoff, von denen nachher ausführlich berichtet wird, muß die Mischungsregel anders angesetzt werden, da in diesem Fall drei Komponenten für das Wärmeleitvermögen bestimmend sind. Die bei der vorigen Betrachtung eingeführten Bezeichnungen behalten ihre alte Bedeutung. Hinzu kommen die Bezeichnungen n_z für die Anzahl aller Moleküle des zugesetzten Gases in der Volumeneinheit und λ_z für das Wärmeleitvermögen des zugesetzten Gases. Die Mischungsregel liefert

$$(n - n')\lambda + 2n'\lambda_a + n_z\lambda_z = (n + n' + n_z)\lambda_{mi},$$

$$\lambda_{mi} = \frac{(1 - \alpha)\lambda + 2\alpha\lambda_a + \beta\lambda_z}{1 + \alpha + \beta},$$

$$\alpha = \frac{n'}{n}, \quad \beta = \frac{n_z}{n}, \quad \frac{d\lambda_m}{\lambda_m} = \left(\frac{d\lambda}{\lambda} \right)_m = \frac{\lambda_{mi} - \lambda_m}{\lambda_m}.$$

λ_m ist dabei das Wärmeleitvermögen des Gemisches von molekularem Wasserstoff und zugesetztem Gas. Sein Wert wird mit genügender Annäherung bestimmt aus der Gleichung

$$\lambda_m = \frac{p_1}{P}\lambda + \frac{p_z}{P}\lambda_z.$$

P ist der Gesamtdruck, p_1 der Druck des Wasserstoffes und p_z der Druck des zugesetzten Gases. Aus der Gleichung

$$\left(\frac{d\lambda}{\lambda} \right)_m = \frac{(1 - \alpha)\lambda + 2\alpha\lambda_a + \beta\lambda_z}{1 + \alpha + \beta} - \lambda_m$$

wird α ausgerechnet, und man erhält dafür

$$\alpha = \frac{\left(\frac{d\lambda}{\lambda}\right)_m (1 + \beta) \frac{\lambda_m}{\lambda_x} - 1 - \beta \frac{\lambda_x}{\lambda} + (1 + \beta) \frac{\lambda_m}{\lambda}}{2 \left(\frac{\lambda_a}{\lambda}\right)_m - 1 - \frac{\lambda_m}{\lambda} - \left(\frac{d\lambda}{\lambda}\right)_m \frac{\lambda_m}{\lambda}}.$$

Die Summe $-1 - \beta \frac{\lambda_x}{\lambda} + (1 + \beta) \frac{\lambda_m + x}{\lambda}$ ist identisch Null, wie man leicht sieht, wenn man die Bedeutung der einzelnen Bezeichnungen berücksichtigt. Mit Benutzung von $2\alpha = \frac{n_a}{n}$ erhält man für die Absolutzahl aller Atome im Fall einer Edelgas-mischung

$$(5a) \quad n_a = 2n \frac{\left(\frac{d\lambda}{\lambda}\right)_m (1 + \beta) \frac{\lambda_m}{\lambda}}{2 \frac{\lambda_a}{\lambda} - 1 - \frac{\lambda_m}{\lambda} - \left(\frac{d\lambda}{\lambda}\right)_m \frac{\lambda_m}{\lambda}}.$$

Dabei hat λ_a/λ denselben Wert wie bei reinem Wasserstoff.

Versuchsergebnisse

Aus den registrierten Abklingungskurven, wie sie die Figg. 3—5 zeigen, muß nach den in den vorhergehenden Abschnitten beschriebenen Methoden die Absolutzahl der Atome in jedem Zeitpunkt bestimmt werden. Man erhält durch Ablesung der Ausschlagsdifferenz aus den Photogrammen, vermindert um den konstanten Kurvenabstand am Ende, die Kurven für $d\lambda/\lambda$ und somit nach Formel (5) bzw. (5a) n_a als Funktion der Zeit.

Es soll nun gezeigt werden, wie diese Abklingungskurven ausgewertet werden und wie es gelingt, aus den Ergebnissen Aussagen über den Mechanismus der Wiedervereinigung der Atome zu Molekülen zu machen. Diese Wiedervereinigung kann im Raum oder an der Wand- bzw. Drahtoberfläche stattfinden. Die Reaktion an der Wandoberfläche kann so vor sich gehen, daß gleichzeitig zwei Atome auf der Wand auftreffen und sich vereinigen, oder daß ein auf die Wand auftreffendes Atom bereits ein zweites vorfindet und sich mit ihm verbindet. Ist n_a die Absolutzahl der vorhandenen Atome pro Kubikzentimeter, dann ist die Wahrscheinlichkeit für die „Zweierstöße“ an der Wand proportional $n_a^2 (= a n_a^2)^1$, die Wahrscheinlichkeit für die „Einerstöße“ proportional $n_a (= c_1 n_a)^1$. Bei

1) Diese Wandreaktion ist nur möglich, wenn dauernd Atome zur Wand hin diffundieren. Da dieser Diffusionsstrom mit wachsendem Druck abnimmt und dadurch die Wandreaktion schwächer wird, so treten die Glieder $a \cdot n_a^2$ und $c_1 \cdot n_a$ mit wachsendem Druck immer mehr zurück. Vgl. dazu S. 14 u. 19.

der Wiedervereinigung zweier Atome im Raum muß gleichzeitig ein drittes Teilchen vorhanden sein, welches zur Aufnahme der überschüssigen Energie dient¹⁾. Als Stoßpartner bei diesen „Dreierstößen“ im Raum kommt ein drittes Atom oder ein Molekül in Frage. Die Wahrscheinlichkeit für einen Dreierstoß zwischen zwei Atomen und einem Molekül ist proportional $n \cdot n_a^2 (= b \cdot n \cdot n_a^2)$, wenn n die Anzahl der Moleküle in der Volumeneinheit bedeutet. Die Wahrscheinlichkeit für das Zusammentreffen dreier Atome ist proportional $n_a^3 (= c_3 n_a^3)$. Die durch die Gas- und Oberflächenreaktion bewirkte Gesamtabnahme der Atome muß sich also darstellen lassen durch einen Ansatz

$$-\frac{dn_a}{dt} = c_1 n_a + (a + b n) n_a^2 + c_3 n_a^3 = c_1 n_a + c_2 n_a^2 + c_3 n_a^3.$$

Um nun zu den Werten der Konstanten c_1 , c_2 und c_3 zu gelangen, wäre es am einfachsten, das Integral der obigen Differentialgleichung für den Abklingungsvorgang zu bilden und durch Vergleich mit den gemessenen n_a -Werten die Konstanten c_1 , c_2 und c_3 zu bestimmen. Die Form dieses Integrals ist jedoch so kompliziert, daß die Konstanten nicht einzeln eliminiert werden können. Es muß daher ein anderer Weg zur Auswertung beschritten werden. Innerhalb kleiner Zeitintervalle können die gemessenen n_a -Werte durch das Integral der einfacheren Differentialgleichung

$$-\frac{dn_a}{dt} = C \cdot n_a$$

dargestellt werden. Die ursprüngliche Differentialgleichung läßt sich in der Form schreiben

$$-\frac{dn_a}{dt} = (c_1 + c_2 \cdot n_a + c_3 \cdot n_a^2) n_a.$$

Der Vergleich mit der zur stückweisen Approximation benutzten Differentialgleichung liefert für C den Wert

$$(6) \quad C = c_1 + c_2 \cdot n_a + c_3 \cdot n_a^2.$$

Ersetzt man in der Näherungsgleichung

$$-\frac{dn_a}{dt} = C \cdot n_a$$

den Differentialquotienten durch den Differenzenquotienten, so erhält man

$$\frac{(n_a)_{t_2} - (n_a)_{t_1}}{(t_2 - t_1)} = (C \cdot n_a)_{\frac{t_1 + t_2}{2}}.$$

Hieraus kann C in jedem Zeitpunkt mittels der gemessenen n_a -Werte bestimmt werden. Trägt man C als Funktion von n_a auf,

1) Vgl. S. 21.

so muß sich [nach Gl. (6)], wenn man das Glied $c_3 \cdot n_a^2$ vernachlässigen darf¹⁾, eine Gerade ergeben. Da sich in allen Fällen eine Gerade ergeben hat, so ist die Vernachlässigung des Gliedes $c_3 \cdot n_a^2$ berechtigt. Die Neigung dieser Geraden ergibt den Wert der Konstanten c_2 , während der Abschnitt auf der Ordinate gleich c_1 ist. Die Auswertung der gemessenen Kurven mit diesen Rechenmethoden soll durch Fig. 6 erläutert werden. Die so ermittelten c_2 -Werte weichen bei verschiedenen unter gleichen Bedingungen gemachten Aufnahmen bis zu 50% voneinander ab. Eine Herabsetzung der Fehlergrenze ließe sich erreichen, erschien uns aber nicht erforderlich, zumal c_2 bei der Berechnung des „wirksamen Stoßdurchmessers“ mit einer Potenz eingeht, die wesentlich kleiner als 1 ist (vgl. S. 22).

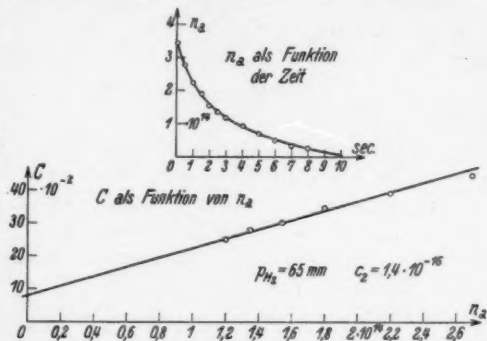


Fig. 6

Es ist oben ausführlich berichtet worden, daß die Änderung des Wärmeleitvermögens, aus der die Absolutzahl der Atome in der Volumeneinheit folgt, durch die Differenz der Ausschläge der registrierten Kurven bestimmt ist. Ferner wurde erwähnt, daß diese Kurven nach beendigter Reaktion nicht immer aufeinander fallen, sondern eine konstante Differenz haben, die von der Differenz der Ausschläge subtrahiert werden muß. Die Ablesung dieser konstanten Differenz ist nur bis auf ein oder zwei Skalenteile genau möglich. Man könnte vermuten, daß diese Unsicherheit in den Absolutwerten von n_a einen merklichen Einfluß auf den Wert von c_2 hat. Um das zu entscheiden, wurden mehrere Rechnungen mit verschieden gewähltem konstanten Abstand der beiden Kurven ausgeführt. Das Resultat zeigt, daß Unterschiede von der Größenordnung des Ablesefehlers praktisch keinen Einfluß auf den Wert von c_2 haben. Es wird durch den Ablesefehler bei der Bestimmung dieser konstanten Differenz nur eine Parallelverschiebung der Geraden be-

1) Diese Vernachlässigung bedeutet, daß die Dreierstöße zwischen drei Atomen keine Rolle spielen gegenüber den anderen Stoßprozessen. In diesem Punkt weichen die vorliegenden Ergebnisse von denen von H. Senfleben und O. Riechmeier ab.

wirkt, die also die Werte der Konstanten c_2 nicht beeinflußt. Der Abschnitt auf der Ordinate, d. h. der Wert von c_1 , ist dagegen, wie man aus der Parallelverschiebung der Geraden sieht, von der Größe dieser Differenz stark abhängig, und eine genaue Bestimmung von c_1 ist daher nicht möglich. Es kann nur die Größenordnung dieses Wertes angegeben werden. Auf eine genauere Festlegung von c_1 wurde kein Wert gelegt, da diese Konstante die für das gestellte Problem unwesentliche Wandreaktion bestimmt.

Die Konstante c_2 ist eine Funktion der Molekühlzahl n , d. h. des Druckes p . Es fragt sich nun, wie in dem Wert von $c_2 = a + bn = a + kp$ die Größenverhältnisse von a und k sind. Ist a gegenüber bn sehr klein, d. h. ist die Wiedervereinigung zweier Atome an der Wandoberfläche gering gegenüber der Raumreaktion, so wird c_2 im wesentlichen proportional n und damit dem Druck p sein. Falls aber a gegenüber bn groß ist, wird man bei Änderung des Druckes unter Umständen gar keine oder nur eine sehr geringe Änderung von c_2 feststellen können. Außerdem ist noch der Fall denkbar, daß das Glied $a \cdot n_a^2$ mit zunehmendem Druck abnimmt (vgl. S. 11) und durch diese Abnahme die Zunahme des Gliedes $b \cdot n \cdot n_a^2$ mit wachsendem Druck kompensiert wird.

Die Ergebnisse der Messungen in reinem Wasserstoff zeigt Tab. 1.

Tabelle 1

p_{H_2} in mm	$\bar{c}_2 \cdot 10^{15}$	$\bar{n}_a \cdot 10^{-14}$
10	1,5	3,3
20	1,4	3,9
30	1,6	3,8
40	1,1	4,5
65	2,2	3,5
85	1,1	3,7

Die Konstante c_2 ist hier mit \bar{c}_2 bezeichnet, da sie der Mittelwert mehrerer (mindestens 4) Aufnahmen ist, die hintereinander ausgeführt wurden. \bar{n}_a bedeutet den Mittelwert der Absolutzahlen der Atome zur Zeit $t = 0$. Man sieht, daß trotz der großen Änderung des Druckes von 10—85 mm Hg keine systematische Änderung des Wertes von \bar{c}_2 mit dem Druck festzustellen ist. Hieraus muß geschlossen werden, daß die Wandreaktion eine wesentliche Rolle spielt und zwar in dem oben angegebenen Sinn. Die später mitgeteilten Resultate beim Zusatz von schweren Edelgasen (vgl. S. 19) machen es wahrscheinlich, daß die Zunahme der Dreierstöße im Raum mit dem Druck (Glieder $b \cdot n \cdot n_a^2$) durch die Abnahme des Gliedes $a \cdot n_a^2$ kompensiert wird. Messungen bei so hohen Drucken, bei denen dieses Glied merklich zurücktritt,

waren experimentell beim Wasserstoff nicht möglich, da die erreichbaren Atomkonzentrationen zu klein waren.

Im Anschluß hieran erschien es interessant, zu untersuchen, wie sich die Reaktionsverhältnisse beim Zusatz von Edelgasen gestalten. In Tab. 2 sind die Ergebnisse zweier Meßreihen von Wasserstoff-Helium-Mischungen angegeben.

Tabelle 2

Gaszusammensetzung in mm	1. Meßreihe		2. Meßreihe	
	$\bar{c}_2 \cdot 10^{15}$	$\bar{n}_a \cdot 10^{-14}$	$\bar{c}_2 \cdot 10^{15}$	$\bar{n}_a \cdot 10^{-14}$
$p_{H_2} = 10$ $p_{He} = 10$	1,3	4,1	1,4	2,5
$p_{H_2} = 10$ $p_{He} = 20$	1,3	4,7	1,7	2,4
$p_{H_2} = 10$ $p_{He} = 30$	0,8	5,8	0,8	3,2
$p_{H_2} = 10$ $p_{He} = 40$	0,7	6,1	1,5	2,9

Die beiden Meßreihen sind zu verschiedenen Zeiten und mit verschiedenen Meßdrähten aufgenommen, da diese in der Zwischenzeit ausgetauscht werden mußten. Zu einem festen Wasserstoffdruck (10 mm) sind hier verschieden große Heliumdrucke zugesetzt.

Tabelle 3

Gaszusammensetzung in mm	1. Meßreihe		2. Meßreihe		3. Meßreihe	
	$\bar{c}_2 \cdot 10^{15}$	$\bar{n}_a \cdot 10^{-14}$	$\bar{c}_2 \cdot 10^{15}$	$\bar{n}_a \cdot 10^{-14}$	$\bar{c}_2 \cdot 10^{15}$	$\bar{n}_a \cdot 10^{-14}$
$p_{H_2} = 10$ $p_{Ne} = 10$	1,2	3,9	—	—	2,9	1,3
$p_{H_2} = 10$ $p_{Ne} = 20$	2,3	2,6	3,8	1,0	3,6	1,4
$p_{H_2} = 10$ $p_{Ne} = 30$	2,7	1,8	—	—	—	—
$p_{H_2} = 10$ $p_{Ne} = 40$	4,0	1,2	—	—	4,2	1,3
$p_{H_2} = 20$ $p_{Ne} = 20$	2,2	1,8	4,6	1,0	—	—
$p_{H_2} = 20$ $p_{Ne} = 30$	3,3	1,5	—	—	—	—
$p_{H_2} = 20$ $p_{Ne} = 40$	3,9	1,5	6,8	0,9	—	—

Die Ergebnisse sind ähnlich wie bei reinem Wasserstoff. Innerhalb der Fehlergrenzen ist eine Änderung von \bar{c}_2 mit dem Druck des zugesetzten Heliums nicht festzustellen. Ebenso sind die Absolutzahlen der Atome zur Zeit $t = 0$ nahezu konstant. Die absoluten Werte von \bar{c}_2 bei reinem Wasserstoff und bei den Heliummischungen stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein. Die Verhältnisse scheinen hier also analog denen beim reinen Wasserstoff zu liegen.

In Tab. 3 sind die Ergebnisse von drei Meßreihen der Mischungen von Neon mit Wasserstoff wiedergegeben.

Nach jeder dieser Meßreihen wurde ein anderes Paar von Meßdrähten benutzt. In den verschiedenen Meßreihen stimmen die absoluten Werte bei gleichen Drucken nicht mehr überein. Da die verschiedenen benutzten Drähte die Wiedervereinigung an ihrer Oberfläche verschieden beeinflussen, so tritt in $c_2 = a + kp$ eine Änderung von a für die verschiedenen Drähte ein und damit eine Änderung der absoluten Werte von c_2 . Die Werte von \bar{c}_2 zeigen jetzt bereits mit wachsendem Druck des zugesetzten Neons ein langsames Ansteigen, welches außerhalb der Fehlergrenzen liegt. Hier werden zwei Ausgangsdrucke für den Wasserstoff benutzt, nämlich 10 und 20 mm Hg. Aus den Ergebnissen sieht man, daß die Werte von \bar{c}_2 nur durch den Druck des zugesetzten Neons bestimmt sind. Durch eine Erhöhung des Wasserstoffdruckes wird eine Änderung der Werte von \bar{c}_2 nicht erzielt, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Messungen in reinem Wasserstoff, welche keine Veränderung von \bar{c}_2 mit dem Druck zeigen. Der Wert von k scheint beim Neon größer zu sein als bei Wasserstoff und Helium. Ein Ansteigen mit dem Druck macht sich daher jetzt schon bemerkbar. Im gleichen Sinn wirkt eine Abnahme des Gliedes $a \cdot n_a^2$, welches im wesentlichen durch die Diffusionsgeschwindigkeit bestimmt ist. Diese nimmt aber mit steigendem Molekulargewicht ab, ist also beim Neon wesentlich kleiner als bei Wasserstoff und Helium.

Eine Änderung ist nun auch in den Werten der Absolutzahlen der Atome zur Zeit $t = 0$ zu beobachten. Mit steigendem Druck, d. h. mit größer werdendem \bar{c}_2 , nehmen diese Absolutzahlen ab. Diese Tatsache ist auch durchaus verständlich. Die Versuchsbedingungen sind so eingerichtet, daß dem Gasgemisch immer annähernd dieselbe Energie für die Dissoziation der Moleküle zugeführt wird. Da neben der Wandreaktion sich jetzt die Raumreaktion stärker bemerkbar macht, so ist der Dissoziationsgrad nach gleichen Bestrahlungszeiten bei einem größeren Wert von \bar{c}_2 kleiner als bei einem kleinen Wert dieser Konstanten. Die Absolutzahlen der Atome müssen mit steigendem Druck abnehmen. Aus diesem

Grund ist auch bei den Messungen mit Wasserstoff und den Heliummischungen eine Änderung dieser Absolutwerte *nicht* zu beobachten, da auch die c_2 -Werte konstant bleiben.

Die Resultate, die bei Argon-Wasserstoff-Mischungen erhalten wurden, zeigt Tab. 4.

Tabelle 4

Gaszusammensetzung in mm	1. Meßreihe		2. Meßreihe		3. Meßreihe	
	$\bar{c}_2 \cdot 10^{15}$	$\bar{n}_a \cdot 10^{-14}$	$\bar{c}_2 \cdot 10^{15}$	$\bar{n}_a \cdot 10^{-14}$	$\bar{c}_2 \cdot 10^{15}$	$\bar{n}_a \cdot 10^{-14}$
$p_{H_2} = 10$ $p_{Ar} = 10$	1,8	2,4	2,7	1,9	—	—
$p_{H_2} = 10$ $p_{Ar} = 20$	3,4	1,3	—	—	2,4	1,0
$p_{H_2} = 10$ $p_{Ar} = 30$	5,4	0,7	7,0	0,57	4,3	0,65
$p_{H_2} = 10$ $p_{Ar} = 40$	20,1	0,3	5,2	0,58	13,5	0,46
$p_{H_2} = 10$ $p_{Ar} = 50$	—	—	5,7	0,62	2,7	0,87
$p_{H_2} = 10$ $p_{Ar} = 60$	—	—	4,2	0,66	—	—
$p_{H_2} = 20$ $p_{Ar} = 20$	2,3	2,5	—	—	—	—
$p_{H_2} = 20$ $p_{Ar} = 30$	3,0	1,2	—	—	—	—
$p_{H_2} = 20$ $p_{Ar} = 40$	4,9	1,3	—	—	—	—

Die drei Meßreihen sind mit verschiedenen Paaren von Meßdrähten gemacht. Bei der Meßreihe 3 ist außerdem das Versuchsgefäß abgeändert worden. Damit sollte untersucht werden, ob die Werte von c_2 in irgendeiner Weise von den niemals ganz zu vermeidenden Strömungen innerhalb des Meßgefäßes beeinflusst werden. Aus diesem Grunde wurde ein Gefäß benutzt, welches nur den halben Durchmesser des sonst verwendeten Gefäßes hatte. Die Strömungsverhältnisse sind hierdurch gänzlich verändert. Die Tabelle zeigt, daß der Gang der Werte mit dem Druck derselbe geblieben ist wie bei den übrigen Meßreihen. Strömungserscheinungen spielen also keine wesentliche Rolle. Die \bar{c}_2 -Werte steigen bei den Argonmessungen fast proportional mit dem Druck des Argons an, und Hand in Hand damit fallen die \bar{n}_a -Werte mit

steigendem Druck stark ab, wie es auch sein muß. Die scheinbare Herabsetzung der \bar{c}_2 -Werte durch eine Erhöhung des Wasserstoffdruckes liegt noch innerhalb der Meßgenauigkeit. Der Gang mit dem Druck des Argons ist auch bei erhöhtem Wasserstoffdruck deutlich zu beobachten. Von dem Druckverhältnis 10:40 ab werden die Ergebnisse unsicher. Bei einem Argonzusatz von 40 mm zu 10 mm Wasserstoff steigt in der ersten und dritten Meßreihe der \bar{c}_2 -Wert plötzlich stark an. Bei noch größeren Argonzusätzen ist eine Umkehr der Werte zu beobachten. Der starke Anstieg läßt sich auf folgende Weise erklären. Das Wärmeleitvermögen des Gasgemisches ist bei so hohen Argonzusätzen schon außerordentlich klein geworden, da Argon ein ungefähr 10mal so kleines Wärmeleitvermögen besitzt wie Wasserstoff. Um noch genügend große Differenzen der registrierten Abklingungskurven zu erlangen, muß der Unterschied in der Heizung der Meßdrähte schon beträchtlich sein. Die gemachte Annahme, daß die zusätzlichen Energien $d\Phi_1$ und $d\Phi_2$ für beide Drähte annähernd gleich seien, trifft hier nicht mehr zu. Ferner muß der heißere Draht zur Erreichung der nötigen Ausschlagsdifferenz auf ziemlich hohe Temperaturen gebracht werden, während der kältere Draht auf der für gewöhnlich benutzten Temperatur von ungefähr 100° gehalten wird. Es hat sich im Laufe der Untersuchungen herausgestellt, daß der Draht um so schneller „verdirbt“, d. h. um so eher für die Messungen unbrauchbar wird, je höher seine Temperatur ist. Das zeigte sich dadurch, daß der heißere Draht nach beendigter Reaktion einen stärkeren Gang besitzt als der kältere Draht und eine Parallelität der Kurven nach beendigter Reaktion nicht mehr zu erreichen ist. Es wird dadurch ein stärkerer Abfall des Wärmeleitvermögens vorgetäuscht, als er wirklich vorhanden ist. Die den Abfall bestimmenden Konstanten, also auch c_2 , müssen dadurch ansteigen. Bei Helium und Neon ist diese Erscheinung noch nicht zu beobachten, da diese Gase noch ein verhältnismäßig gutes Wärmeleitvermögen besitzen, also die Temperaturdifferenz der Drähte noch nicht so hoch zu sein braucht¹⁾.

Bei den Argonmessungen ist also, wenn man nur die niedrigeren Drucke berücksichtigt, die Wahrscheinlichkeit für die Dreierstöße zwischen zwei Atomen und einem Molekül gegenüber den

1) Die bei noch höheren Argonzusätzen eintretende Wiederabnahme der Werte von \bar{c}_2 ist schwer zu deuten. Einerseits ist es denkbar, daß die Abweichungen von den Voraussetzungen der Meßmethode zu groß werden. Andererseits ist es nicht ganz ausgeschlossen, daß bei der Reaktion als Zwischenprodukt eine lockere Edelgas-Wasserstoff-Verbindung auftritt. Unter dieser Annahme wäre eine Abnahme von c_2 denkbar.

Messungen mit reinem Wasserstoff, Helium- und Neonmischungen noch weiterhin angestiegen.

In Tab. 5 sind die Ergebnisse zweier Meßreihen von Mischungen mit Krypton eingetragen.

Tabelle 5

Gaszusammensetzung in mm	1. Meßreihe		2. Meßreihe	
	$\bar{c}_2 \cdot 10^{15}$	$\bar{n}_a \cdot 10^{-14}$	$\bar{c}_2 \cdot 10^{15}$	$\bar{n}_a \cdot 10^{-14}$
$p_{H_2} = 10$ $p_{Kr} = 10$	2,8	1,3	3,0	1,2
$p_{H_2} = 10$ $p_{Kr} = 20$				
$p_{H_2} = 10$ $p_{Kr} = 30$	7,7	0,65	6,9	0,9
$p_{H_2} = 10$ $p_{Kr} = 40$				
$p_{H_2} = 20$ $p_{Kr} = 20$	12,3	0,47	—	—
$p_{H_2} = 20$ $p_{Kr} = 40$				
$p_{H_2} = 20$ $p_{Kr} = 20$	10,0	0,5	7,6	0,5
$p_{H_2} = 20$ $p_{Kr} = 40$				
$p_{H_2} = 20$ $p_{Kr} = 20$	4,1	1,25	—	—
$p_{H_2} = 20$ $p_{Kr} = 40$				
$p_{H_2} = 20$ $p_{Kr} = 20$	6,0	0,9	—	—
$p_{H_2} = 20$ $p_{Kr} = 40$				

Die Ergebnisse zeigen gegenüber den Ergebnissen für die Argonmischungen ein noch stärkeres Ansteigen von \bar{c}_2 mit dem Druck des Kryptons und entsprechend einen stärkeren Abfall der \bar{n}_a -Werte. Für das Druckverhältnis 10:40 gelten dieselben Bemerkungen wie für Argon, da das Wärmeleitvermögen von Krypton noch kleiner geworden ist.

Zum Schluß sollen diese Versuchsergebnisse noch in einer etwas anderen Weise zusammengestellt werden. Trägt man $\bar{c}_2 \cdot n_a^{-2} = a \cdot n_a^{-2} + b \cdot n_a^{-2} \cdot n$ als Funktion von n auf, so ist nach dem früher Gesagten zu erwarten, daß die Kurve erst für große Werte von n eine Gerade wird; a ist nämlich infolge der Diffusion nicht unabhängig von n . Da aber das erste Glied mit zunehmendem Druck infolge der abnehmenden Diffusion kleiner wird, bleibt also nur das zweite Glied und damit eine Gerade übrig. Dieser Übergang zur geraden Linie wird bei um so größeren Werten von n erfolgen, je größer die Diffusionskonstante des benutzten Gases ist, denn durch einen starken Strom von an die Wand (Draht) diffundierenden Atomen wird das Absinken des Gliedes $a \cdot n_a^{-2}$ verlangsamt. In Fig. 7 ist \bar{c}_2 als Funktion von p (p proportional n) aufgetragen, und zwar ist als Abszisse der Gesamtdruck benutzt, der sich aus 10 mm Wasserstoff und verschieden hohen Edelgasdrucken zusammensetzt. Für $p = 10$ mm

müssen also alle Kurven denselben Wert besitzen und je nach der Größe des Diffusionskoeffizienten bei verschiedenen p -Werten ansteigen und in gerade Linien übergehen.

In Fig. 7¹⁾ sind die Ergebnisse zweier Meßreihen eingetragen (Argon, Neon bzw. Krypton, Argon); die Kurven entsprechen den Erwartungen. Aus der endgültigen Neigung der Geraden ist der

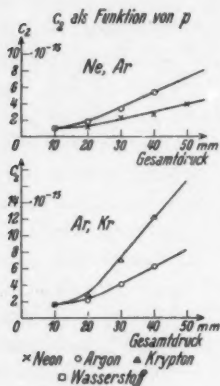


Fig. 7

Ansteigen des Gliedes $b \cdot n_a^2 \cdot n$ ist selbstverständlich vorhanden, kann aber infolge der eintretenden Kompensation durch das Glied $a \cdot n_a^2$ nur abgeschätzt werden. Da selbst bei $p_H = 85$ mm noch kein Anstieg von \bar{c}_2 merkbar ist, so kann als Gerade, die das Glied $b \cdot n_a^2 \cdot n$ darstellt, bestenfalls eine durch den Nullpunkt und durch den Punkt $p_H = 85$ mm Hg (Mittelwert von $\bar{c}_2 = 1,6 \cdot 10^{-16}$) gehende Gerade benutzt werden, und zwar sowohl für Wasserstoff wie für Helium.

Aus dieser Darstellung der Versuchsergebnisse ersieht man besonders deutlich, wie sich die Neigung der Geraden und damit der Wert von k bzw. b von Gas zu Gas ändert. Für Neon, Argon und Krypton ergeben sich aus allen vorliegenden Messungen folgende Mittelwerte von k :

Neon	$k = 0,7 \cdot 10^{-16}$,
Argon	$k = 1,95 \cdot 10^{-16}$,
Krypton	$k = 3,9 \cdot 10^{-16}$.

Für Wasserstoff und Helium folgt der Wert

$$k = 0,19 \cdot 10^{-16}.$$

1) Die beiden unteren Kurven Ar, Kr sind mit anderen Meßdrähten aufgenommen als die beiden oberen Kurven Ne, Ar. Aus diesem Grunde weichen die Absolutwerte der beiden Argonmessungen voneinander ab (vgl. S. 16).

**Berechnung der Dreierstöße zwischen zwei Atomen
und einem Molekül**

Bereits früher (S. 12) ist auf die Notwendigkeit hingewiesen worden, bei den zur Bildung von Wasserstoffmolekülen führenden Stoßprozessen Dreierstöße anzunehmen. Schon Boltzmann¹⁾ hat hierauf aufmerksam gemacht; später haben M. Polany²⁾ und K. F. Herzfeld³⁾ diese Überlegungen weitergeführt. Auf quantentheoretische Basis wurden diese Betrachtungen von M. Born und J. Franck⁴⁾ gestellt. Diese wiesen darauf hin, daß beim Stoß zwischen zwei Atomen die Impuls- und Energiebilanz praktisch niemals so abgestimmt sein wird, daß eine Vereinigung zu einem stabilen Molekül möglich ist. Die Bildung eines zweiatomigen Moleküls kann also nur so vor sich gehen, daß die beiden Atome zunächst zu einem instabilen Gebilde (Doppelatom) begrenzter Lebensdauer zusammentreten. Die Stabilisierung erfolgt nur, wenn während dieser Lebensdauer durch einen Stoß eines dritten Atoms oder Moleküls ein Energie- und Impulsausgleich stattfindet. Auf Grund dieser Überlegungen wird in der Arbeit von H. Senftleben und O. Riechmeier⁵⁾ auf gaskinetischem Wege eine Formel abgeleitet, die die Zahl der Dreierstöße zu berechnen gestattet, falls die Atom- bzw. Moleküldurchmesser gegeben sind. Die Formel lautet für den Fall von Dreierstößen zwischen zwei Atomen und einem Molekül

$$Z_d = \frac{\pi \cdot n_a^2 \delta_a^2 \cdot 2(\delta_a - \delta_a^0)}{\sqrt{2}} \pi \cdot \bar{c}_m \sqrt{\frac{m_m + m_x}{m_x}} \cdot n \left(\frac{\sqrt{2} \delta_a + \delta_m}{2} \right)^2.$$

Hierbei bedeutet m_x die Masse des als dritten Stoßpartner wirkenden Moleküls, m_m die Masse des Doppelatoms (= Molekülmasse), \bar{c}_m die Molekulargeschwindigkeit, δ_a^0 den gaskinetischen Durchmesser des Atoms, δ_a den wirksamen Atomdurchmesser beim Stoß, n_a die Zahl aller Atome pro Kubikzentimeter, n die Zahl aller Moleküle pro Kubikzentimeter. Nimmt man an, daß jeder Dreierstoß wirksam ist, so werden bei jedem Stoß zwei Atome aus dem Gas entfernt. Die Zahl Z_d der Zusammenstöße ist also halb so groß wie die Zahl der pro Zeiteinheit im Gas verschwindenden Atome. Diese Zahl ist

1) L. Boltzmann, Gastheorie 2. S. 186. 1898.

2) M. Polany, Ztschr. f. Phys. 1. S. 337. 1920.

3) K. F. Herzfeld, Ztschr. f. Phys. 8. S. 132. 1922.

4) M. Born und J. Franck, Ann. d. Phys. 76. S. 225. 1925; Ztschr. f. Phys. 31. S. 411. 1925.

5) a. a. O., S. 126. Die dort stehende Fig. 8 enthält Druckfehler. Eine Berichtigung findet sich Ann. d. Phys. [5] 6. S. 680. 1930.

andererseits aus unseren Messungen zu berechnen aus dem Glied $k \cdot p \cdot n_a^2$. Also ist $Z_a = \frac{k \cdot p \cdot n_a^2}{2}$.

Durch Einsetzen von Z_a in die obige Gleichung erhält man eine Gleichung 5. Grades für δ_a , den wirksamen Durchmesser des Atoms beim Stoß, in der nur noch die bekannten Atom- und Molekülmassen, die entsprechenden Radien und die gemessenen Werte $k \cdot p \cdot n_a^2$ vorkommen. Bei den vorstehenden Überlegungen konnte ein Wasserstoff- oder ein Edelgasmolekül als dritter Stoßpartner betrachtet werden.

Mit den im vorigen Abschnitt angegebenen Werten von k für die einzelnen Gase wurde nun in die Gleichung 5. Grades für δ_a eingegangen und daraus δ_a bestimmt. Bei der Berechnung des Stoßdurchmessers des Wasserstoffatoms in den Edelgasen wurden die Zusammenstöße von zwei Atomen mit einem Wasserstoffmolekül vernachlässigt, da, wie aus den Messungen hervorgeht, für die Molekülbildung diese Zusammenstöße gegenüber den Zusammenstößen mit einem Edelgasmolekül keine wesentliche Rolle spielen. Entsprechend den verschiedenen Werten von k müssen sich in den verschiedenen Gasen verschieden große wirksame Durchmesser des Wasserstoffatoms ergeben.

Eine der wesentlichsten in die Gleichung eingehenden Konstanten ist δ_a^0 , der gaskinetische Durchmesser des Wasserstoffatoms. Für ihn kann man entweder den Wert des Durchmessers der ersten Bohrschen Kreisbahn ($\delta_a^0 = 1,06 \cdot 10^{-8}$ cm) einsetzen. Oder man benutzt den aus Messungen der inneren Reibung¹⁾ der Wasserstoffatome folgenden Wert von $\delta_a^0 = 2,3 \cdot 10^{-8}$ cm. Entsprechend diesen beiden Werten von δ_a^0 erhält man die in Tab. 6 angegebenen bei der Molekülbildung wirksamen Stoßdurchmesser des Wasserstoffatoms.

Tabelle 6

$\delta_a^0 = 1,06 \cdot 10^{-8}$ cm		$\delta_a^0 = 2,3 \cdot 10^{-8}$ cm	
3. Stoßpartner	$\delta_a \cdot 10^8$ cm	3. Stoßpartner	$\delta_a \cdot 10^8$ cm
H ₂	1,2	H ₂	2,3
He	1,3	He	2,3
Ne	1,8	Ne	2,6
Ar	2,1	Ar	2,8
Kr	2,5	Kr	3,0

Bei den diesen Werten zugrunde gelegten Überlegungen ist bei Berechnung der Lebensdauer des zunächst instabilen Gebildes aus zwei Atomen die Annahme benutzt worden, daß auch während des

1) P. Harteck, Ztschr. f. phys. Chem. (A) 139. S. 98. 1928.

Stoßes die Atome ihre gaskinetische Geschwindigkeit beibehalten. Es ist aber anzunehmen, daß in dem starken Potentialfeld der homöopolaren Valenz die Atome sich mit einer wesentlich größeren Geschwindigkeit bewegen, als der thermischen Geschwindigkeit entspricht. Nimmt man für diese Geschwindigkeit im Potentialfeld der homöopolaren Valenz den 10fachen Wert der thermischen Geschwindigkeit¹⁾, so gelangt man zu den Werten der Tab. 7.

Tabelle 7

$\delta_a^0 = 1,06 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$		$\delta_a^0 = 2,3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$	
3. Stoßpartner	$\delta_a \cdot 10^8 \text{ cm}$	3. Stoßpartner	$\delta_a \cdot 10^8 \text{ cm}$
H ₂	1,6	H ₂	2,4
He	1,8	He	2,5
Ne	2,8	Ne	3,3
Ar	3,4	Ar	3,9
Kr	4,0	Kr	4,5

Aus diesen Resultaten folgt also, daß der bei der Molekülbildung wirksame Stoßdurchmesser des Wasserstoffatoms in reinem Wasserstoff nicht wesentlich größer ist als der gaskinetische Durchmesser. Für den Fall, daß die Edelgase die Rolle des dritten Stoßpartners übernehmen, ist ein merkliches Anwachsen des Wertes von δ_a mit dem Molekulargewicht der Edelgase festzustellen.

Die im Vorangehenden wiedergegebenen Resultate über die Werte des wirksamen Stoßdurchmessers des Wasserstoffatoms können verglichen werden mit den Ergebnissen von Arbeiten von W. Steiner und F. W. Wicke²⁾ und W. Steiner³⁾. W. Steiner und F. W. Wicke haben ebenfalls die Wiedervereinigung der Wasserstoffatome im Dreierstoß untersucht, wobei sie eine optische Methode für die Messung der Atomkonzentration benutzten. Die Erzeugung der Atome geschah durch elektrische Entladung, die eine um mehrere Größenordnungen höhere Atomkonzentration liefert als wir sie erreichen konnten⁴⁾. Sie erhalten für die Dreierstöße zwischen

1) Nähere Angaben darüber finden sich bei W. Steiner, a. a. O. S. 262.

2) W. Steiner u. F. W. Wicke, Ztschr. f. phys. Chem. Bodenstein-Festband S. 817. 1931.

3) W. Steiner, a. a. O.

4) Wir konnten diese Erzeugungsart nicht benutzen, da die von uns verwandte empfindliche Meßmethode auf die unvermeidlichen Störungen durch die elektrischen Entladungen und die Reaktionsvorgänge viel zu stark reagierte. Abgesehen davon konnten die Messungen von W. Steiner nur bei sehr kleinen Drucken und sehr schnell strömendem Gas ausgeführt werden, während unsere Untersuchungen in ruhendem Gas und bei wesentlich höheren Drucken (d. h. bei relativ geringer Störung durch Wandreaktionen) angestellt wurden.

zwei Atomen und einem Molekül eine Reaktionskonstante, die ungefähr 5 mal so groß ist wie die in dieser Arbeit für die Messungen mit Argonmischungen angegebene. Eine Erklärung für die Verschiedenheit der Ergebnisse kann von uns nicht gegeben werden.

W. Steiner beschäftigt sich in einer weiteren Arbeit genauer mit dem Dreierstoßprozeß. Er nimmt ebenfalls eine Zerlegung des Dreierstoßprozesses in die Teilprozesse

1. Bildung des Atompaars,
2. Energieabfuhr durch einen dritten Partner

vor. Auf diesem Wege gelangt er ebenfalls zu einer Formel für die Zahl der Dreierstöße. In ihr ist die mittlere Lebensdauer τ des Atoms noch enthalten. Der Verfasser schätzt nun τ und den wirk-samen Stoßdurchmesser des Atompaars aus der Potentialkurve für die homöopolare Valenzwechselwirkung ab. Für die mittlere Stoßzeit benutzt er die Werte $\tau = 2,5 \cdot 10^{-14}$ sec und $\tau = 4,5 \cdot 10^{-14}$ sec, für den Stoßdurchmesser des Atompaars die Werte $2,5 \cdot 10^{-8}$ cm und $3,5 \cdot 10^{-8}$ cm. Den wirksamen *Gesamt*-Stoßdurchmesser σ_{AM} beim Zusammenstoß eines Atompaars mit dem bei ihm als dritter Stoßpartner dienenden Wasserstoffmolekül gibt er an mit

$$\sigma_{AM} = 6,7 - 12,4 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$$

Wurde mit den Werten, die Steiner für die mittlere Stoßzeit und den Stoßdurchmesser des Atompaars benutzte, aber mit den Versuchsergebnissen *vorliegender* Arbeit in die Steinersche Formel für die Dreierstöße eingegangen, so ergaben sich für σ_{AM} Werte, die kleiner oder höchstens gleich dem gaskinetischen Durchmesser des Wasserstoffatoms waren.

Berechnet man den oben erwähnten wirksamen *Gesamt*stoßdurchmesser σ_{AM} auf Grund der von *uns* angegebenen Dreierstoßrechnung und mit Benutzung unserer Meßergebnisse, so folgen die in Tab. 8 angegebenen Resultate. Hierbei wurde die Erhöhung der Geschwindigkeit der Atome durch die Valenzwechselwirkung berücksichtigt und als Durchmesser des Wasserstoffatoms der aus der inneren Reibung ermittelte Wert benutzt.

Tabelle 8

Dritter Stoßpartner	$\sigma_{AM} \cdot 10^8 \text{ cm}$
H ₂	2,9
He	2,7
Ne	3,5
Ar	4,2
Kr	4,8

Noch in einer etwas anderen Weise können die vorliegenden Messungen über die Reaktionsgeschwindigkeit ausgewertet werden. Auf Grund von gaskinetischen Überlegungen von Syrkin¹⁾ ist es möglich, die Zahl der Dreierstöße auf anderem Wege zu berechnen. Dabei wird definiert, daß ein Zusammenstoß von n -Teilchen dann stattfindet, wenn diese n -Teilchen sich in einem gewissen Volumen (Stoßvolumen) befinden. Dieses Stoßvolumen (V) ist als sehr klein und als vergleichbar mit Molekulardimensionen anzusehen. Es wird berechnet, wie oft in der Zeiteinheit dieser gleichzeitige Aufenthalt von n -Teilchen in diesem Volumen verwirklicht wird. Der allgemeine Ausdruck für die Zahl derartiger „Zusammenstöße“ pro Zeiteinheit lautet

$$Z = \frac{N_1^{n_1} \cdot N_2^{n_2} \cdot V^{n-1}}{n_1! \cdot n_2! \cdot r} \sqrt{0,8 \pi R T} \cdot \sqrt{\frac{\frac{n_1}{M_1} + \frac{n_2}{M_2}}{n_1 + n_2}}.$$

Hierbei bedeutet N_1 bzw. N_2 die Anzahl der Moleküle pro Kubikzentimeter des 1. bzw. 2. Gases, r den Radius des Stoßvolumens V , n_1 bzw. n_2 die Anzahl der Moleküle der beiden Gase, die im Stoßvolumen zusammentreffen, M_1 bzw. M_2 die Molekulargewichte, $n = n_1 + n_2$. Man kann nun diesen Ausdruck spezialisieren für den Fall des Zusammentreffens zwischen zwei Wasserstoffatomen und einem Molekül als drittem Stoßpartner. Nach den früheren Angaben

(S. 22) besteht die Beziehung $Z = \frac{k \cdot p \cdot n_a^2}{2}$.

Setzt man den Wert von Z in die letzte Gleichung ein und benutzt man unsere gemessenen Werte von k , so kann r als einzige Unbekannte berechnet werden. Ein wesentlicher Vorzug dieser natürlich viel schematischeren Rechnungsweise besteht darin, daß zur Berechnung der Werte von r nur die Molekulargewichte und nicht der immerhin (besonders beim Wasserstoffatom) unsichere gaskinetische Durchmesser eingesetzt zu werden braucht. Man erhält für den Radius r des Stoßvolumens die in der zweiten Spalte von Tab. 9 stehenden Werte. Dieser Radius r ist direkt vergleichbar mit dem oben (S. 24) mit σ_{AM} bezeichneten Gesamtstoßdurchmesser; denn dieser mißt ja den Abstand der Mittelpunkte eines Doppelatoms und des dritten Stoßpartners, ist also von der gleichen Größenordnung wie der Radius des Syrkinschen Stoßvolumens. In der dritten und vierten Spalte von Tab. 9 sind die Werte für den Radius des Stoßvolumens angegeben, die analog den in Tab. 8 angegebenen Werten nach unseren früheren Überlegungen berechnet

1) J. K. Syrkin, Phys. Ztschr. 24. S. 236. 1923.

sind. Der Unterschied gegenüber den Werten in Tab. 8 besteht darin, daß hier mit rein gaskinetischer Geschwindigkeit gerechnet wurde, da die Erhöhung der Geschwindigkeit der Atome durch die Valenzwechselwirkung in der Formel von Syrkin nicht berücksichtigt ist und also auch bei unserer Berechnung nicht angenommen werden darf. Der Durchmesser des Wasserstoffatoms ist entnommen aus den Messungen der inneren Reibung (Spalte 3) und der Bohrschen Theorie (Spalte 4).

Tabelle 9

Dritter Stoßpartner	Radius des Stoßvolumens $r \cdot 10^8$ cm	$r (= \sigma_{AM}) \cdot 10^8$ cm	
		$\delta_a^0 = 2,3 \cdot 10^{-8}$ cm	$\delta_a^0 = 1,06 \cdot 10^{-8}$ cm
H ₂	1,0	2,9	2,0
He	1,0	2,6	1,8
Ne	1,4	3,0	2,5
Ar	1,8	3,4	2,9
Kr	2,0	3,7	3,4

Man sieht, daß für den Radius des Stoßvolumens, in dem der molekülbildende Dreierstoß stattfindet, sich nach beiden Berechnungen Werte von gleicher Größenordnung ergeben.

Aus den vorstehenden Untersuchungen ist also zu entnehmen, daß auch der wirksame Gesamtstoßdurchmesser von der Größenordnung des gaskinetischen Durchmessers des Wasserstoffatoms ist und mit dem Molekulargewicht des als dritter Stoßpartner wirkenden Edelgases zunimmt. Eine analoge Beobachtung bei einer ähnlichen Reaktion konnten wir bisher nur in einer Arbeit von W. Jost und G. Jung¹⁾ feststellen. Aus dieser Arbeit ist zu entnehmen, daß die Reaktion $\text{Br} + \text{Br} \rightarrow \text{Br}_2$ durch den Zusatz von Helium überhaupt nicht beeinflusst wird, während Argon eine beschleunigende Wirkung ausübt.

Zusammenfassung

Zur Untersuchung der Reaktionsgeschwindigkeit bei der Bildung von Wasserstoffmolekülen wird das Wärmeleitvermögen einer aus Molekülen und Atomen bestehenden Gasmischung als Funktion der Zeit gemessen. Die Messung erfolgt mittels einer neu angegebenen Differenzmethode, durch welche es möglich ist, unvermeidliche äußere Störungen und Sekundärreaktionen weitgehend auszuschalten. Die Versuche bestätigen aufs Neue, daß die Reaktion im Dreierstoß erfolgt und zwar in einem wirksamen Stoßvolumen, das nur wenig größer als das gaskinetische Stoßvolumen ist.

1) W. Jost u. G. Jung, Ztschr. f. phys. Chem. B 3. S. 83. 1929.

Zur genaueren Untersuchung des Wiedervereinigungsvorganges wurden außer Messungen in reinem Wasserstoff auch solche in Mischungen von Wasserstoff mit den Edelgasen He, Ne, Ar und Kr ausgeführt. Es ergab sich, daß die Reaktion um so schneller vor sich ging, je größer das Molekulargewicht des zugesetzten Gases war. Daraus folgt, daß die Wirksamkeit eines als dritter Stoßpartner wirkenden Edelgasmoleküls mit dem Molekulargewicht desselben ansteigt.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Breslau ausgeführt. Dem Direktor desselben, Herrn Prof. Dr. Cl. Schaefer, sind wir für sein liebenswürdiges Entgegenkommen zu großem Dank verpflichtet.

Frl. Dr. O. Riechemeier hat durch ihr freundliches Interesse für die vorliegenden Untersuchungen sehr zur Förderung derselben beigetragen.

Die bei den Versuchen benutzten Apparate sowie die Mittel für die Glas- und Quarzapparatur wurden in sehr dankenswerter Weise von der Helmholtz-Gesellschaft sowie von der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft zur Verfügung gestellt.

Der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen danken wir für ihr großes Entgegenkommen durch Überlassung großer Mengen von Edelgasen, insbesondere von Krypton.

Breslau, Physik. Inst. der Universität, den 1. Dezember 1934.

(Eingegangen 3. Dezember 1934)

**Wiedemann-Franzsche Zahl von β -Mangan
bei -190°C**

Von H. Reddemann

1. Kürzlich wurden von Brunke Untersuchungen an reinem α -, β - und γ -Mangan veröffentlicht¹⁾. Dabei wurde durch Schmelzen von Mangan-Gayler in einem Al_2O_3 -Tiegel und Abschrecken von 1200° eine Probe erhalten, deren Dimensionen sich für eine Wärmeleitungsmessung nach der Leesschen Methode eigneten. Die Probe war schon zum Teil aus γ -Mangan in β -Mangan, wie die Messungen des Temperaturkoeffizienten und die Röntgenaufnahmen zeigten²⁾, umgewandelt. Ursprünglich war nun beabsichtigt, die völlige Umwandlung von γ - in β -Mangan durch gleichzeitige Messung der elektrischen und thermischen Leitfähigkeit zu verfolgen. Interessant erschien dabei die Frage, wie sich das Verhältnis von Wärme- zur elektrischen Leitfähigkeit bei der Umwandlung ändere. Leider ging aber die Umwandlung sehr schnell, noch vor dem Einbau in den Wärmeleitungsapparat vor sich³⁾, so daß nur die Leitfähigkeit des β -Mangans bei -183 und -195° gemessen werden konnte.

Die Versuchsanordnung war dieselbe, die Grüneisen und Reddemann³⁾ zu ihren Wärmeleitungsmessungen an Mischkristallreihen benutzten. Der Manganstab (Länge rund 16 mm, Durchmesser rund 5 mm) wurde, nachdem die Endflächen abgeschliffen worden waren, an Bodenschraube und Heizspule mit Lötzinn befestigt. Eine richtige Lötverbindung entstand dadurch nicht, aber der Stab bekam genügenden Wärmekontakt mit Spule und Bad. Die Thermoelemente wurden mit hufeisenförmigen Stahlklammern am Stab angeklemt.

2. Der Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes der Probe wurde vor, während und nach der Messung bestimmt. Dabei wurden als Potentialdrähte entweder die Thermoelemente selbst, oder dünne mit Stahlfederchen angepreßte Kupferdrähte benutzt. Die Resultate sind in Tab. 1 wiedergegeben. $\alpha_0 = \frac{R_2 - R_1}{R_0 (t_2 - t_1)}$ bedeutet

1) F. Brunke, Ann. d. Phys. [5] **21**. S. 139. 1934.

2) F. Brunke, a. a. O. S. 161, Fig. 12.

3) E. Grüneisen u. H. Reddemann, Ann. d. Phys. [5] **20**. S. 843. 1934.

den auf R_0 (Widerstand bei 0°C), $\alpha_{-190} = \frac{R_2 - R_1}{R_{-190} (t_2 - t_1)}$ den auf R_{-190} (Widerstand bei -190°C) bezogenen Temperaturkoeffizienten.

Tabelle 1

Datum	t_1 ° C	t_2 ° C	Temp.-Koeffiz.	Bemerkungen
17. 3.	+ 21,5	− 78,5	$\alpha_0 \cdot 10^3 = 1,2$	Vor der λ -Messung
20. 3.	−189,7	−195,4	$\alpha_{-190} \cdot 10^3 = 2,7_5$ = 3,2 ₄ = 3,0 ₁	Im Wärmeleitungs- apparat gemessen
	−189,7	−183,2		
	−195,4	−183,2		
22. 3.	+ 20,2	− 78,5	$\alpha_0 \cdot 10^3 = 1,3_9$ = 1,3 ₈ = 1,5 ₈	Nach der Wärme- leitungsmessung; neu montiert
	− 78,5	−183,1		
	−183,1	−195,1		
	−195,1	−183,0	= 1,5 ₀ = 1,3 ₉	
	−183,0	− 78,5		
	− 78,5	+ 19,5		
6. 4.	−183,1	−195,1	$\alpha_{-190} \cdot 10^3 = 2,1_4$	Ungenauere Messung
	+ 18,0	− 78,5	$\alpha_0 \cdot 10^3 = 1,1$	

Der im Wärmeleitungsapparat gemessene Wert für α_{-190} ist wesentlich höher als der nachher gemessene, wobei der Unterschied weit über die möglichen Meßfehler hinausgeht. Da bei beiden Messungen der Absolutwert des Widerstandes, also der Abstand der Potentialklemmen, verschieden war (im Wärmeleitungsapparat $R_{-183^\circ} = 0,9 \times 10^{-3} \text{ Ohm}$, nachher $R_{-183^\circ} = 0,5 \times 10^{-3} \text{ Ohm}$), so könnte der Unterschied in den TK. auf Inhomogenität der Probe zurückzuführen sein. Vielleicht war etwas α -Mangan in ihr enthalten.

Zu den Messungen vom 22. 3. in Tab. 1 gehören folgende Werte für $r = \frac{R_t}{R_0}$:

$t^\circ \text{C}$	+20,2	-78,5	-183,1	-195,1
r	1,02 ₇	0,891	0,750	0,731

3. In Tab. 2, die die Resultate der Wärmeleitungsmessung enthält, bedeuten λ die Wärmeleitzahl in $[\text{Watt} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1}]$, ϱ den spezifischen elektrischen Widerstand in $[\text{Ohm} \cdot \text{cm}]$, $\kappa = \frac{1}{\varrho}$ die elektrische Leitfähigkeit, $L = \frac{\lambda}{\kappa T}$ die Wiedemann-Franz-Lorenzsche Zahl und b_{-190} den T.K. für λ zwischen -183 und -195° bezogen auf -190°C . l/q , der Formfaktor der Probe, hat für λ und κ -Messung denselben Wert, da Temperatur- und Potentialdifferenz an denselben Stellen gemessen wurden. Die Werte für λ

sind wegen der Ausstrahlung der Heizspule, die ungefähr 1% der Gesamtleistung ausmacht, korrigiert. Die Zahlen bei -190°C sind interpoliert.

Tabelle 2

Datum	$t^{\circ}\text{C}$	$T^{\circ}\text{abs.}$	$\lambda \cdot \frac{q}{l} \cdot 10^8$	$b_{-190} \cdot 10^8$	$\varrho \cdot \frac{l}{q} \cdot 10^8$	$\frac{\lambda}{\kappa} \cdot 10^8$	$L \cdot 10^8$
20. 3.	-181,7	91,5	6,29	+ 8,4	0,929	5,85	6,39
	-190,0	83,2	5,88		0,906	5,33	6,41
	-193,6	79,6	5,70		0,896	5,10	6,41

Der Absolutwert von λ kann höchstens mit derselben Genauigkeit wie das elektrische Leitvermögen des β -Mn von Brunke angegeben werden. In Anbetracht der Unsicherheit des Formfaktors beschränken wir uns auf die Größenordnung:

$$\varrho_{-190} = 1 \cdot 10^{-4} [\text{Ohm} \cdot \text{cm}],$$

$$\lambda_{-190} = 0,05 [\text{Watt} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1}].$$

Grüneisen und Reddemann¹⁾ erhielten, wie zum Vergleich angegeben sei, für den bei -190° am schlechtesten von allen untersuchten Stäben leitenden Mischkristall Pd mit 55 Atom-Prozent Cu:

$$\varrho_{-190} = 0,34 \cdot 10^{-4}, \quad \lambda_{-190} = 0,100.$$

Aus Tab. 2 geht hervor, daß die Wärmeleitung des β -Mangans mit sinkender Temperatur abnimmt. Das stimmt mit den bisherigen Ergebnissen für Mischkristalle überein und stützt die Annahme, daß das β -Mangan als ein Mischkristall des γ -Mangans im Sinne Brunkes aufzufassen ist.

Die vorliegenden Messungen wurden im März 1934 im Physikalischen Institut der Universität Marburg ausgeführt. Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft danke ich für ein Forschungsstipendium, Herrn Geheimrat Grüneisen für die Anregung zu dieser Arbeit.

1) E. Grüneisen u. H. Reddemann, a. a. O., Stab-Nr. 21b.

München, Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule, Dezember 1934.

(Eingegangen 14. Dezember 1934)

**Untersuchungen
über die nichtquasistationäre Stromverteilung
in linearen Leitersystemen**

Von Wolfgang Pfister

(Mit 10 Figuren)

Inhaltsübersicht: I. Einleitung. — II. Theoretische Untersuchungen: Der Kreisring; Der geschlossene unverzweigte Stromkreis; Das verzweigte Stromsystem. — III. Experimentelle Untersuchungen: Versuchsanordnung; Der Kreis; Paralleldrahtsysteme; Beispiele für verzweigte Stromsysteme. — IV. Zusammenfassung.

I. Einleitung

Es macht sich für die Praxis bisweilen störend bemerkbar, daß über die Schwingungsmöglichkeiten von Metallgebilden willkürlicher Form geeignete Vorstellungen fehlen. Es erschien daher wünschenswert, grundsätzliche Untersuchungen nach dieser Richtung hin anzustellen, und zwar aus meßtechnischen Gründen zunächst über die Schwingungen in beliebigen *linearen* Leitersystemen.

Ausgehend von der bekannten Stromverteilung in gestreckten linearen Leitern¹⁾ kann man sich auch hier die Stromverteilung nach Fourier durch eine trigonometrische Reihe gebildet denken, deren Glieder im folgenden als „Harmonische“ bezeichnet werden. Die vorliegende Arbeit beabsichtigt nun vor allem, die Abhängigkeit der Stromverteilung von der erregenden Frequenz zu untersuchen und anschaulich zu machen. Zur Vereinfachung wird dabei von eingeschalteten Spulen und Kondensatoren abgesehen.

II. Theoretische Untersuchungen

Der Kreisring

Zum Ausgangspunkt für unsere Untersuchungen wählen wir als besonders einfaches geometrisches Gebilde den geschlossenen Kreisring²⁾. Wir nehmen zunächst eine ganz beliebige Stromverteilung an. Lediglich für die zeitliche Abhängigkeit des Stromes machen wir die

1) M. Abraham, Ann. d. Phys. 66. S. 435. 1898; R. Bechmann, Ann. d. Phys. [5] 4. S. 829. 1930.

2) Vgl. auch Pocklington, Proc. Camb. Phil. Soc. Vol. IX.

Annahme, daß er sich an jeder Stelle des Leiters sinusförmig mit der Frequenz ω ändert. Der Strom erscheint dann als Funktion vom Zentriwinkel ϑ_0

$$J = A_0 + \sum_1^{\infty} A_n \cdot \cos n \vartheta_0 + \sum_1^{\infty} B_n \cdot \sin \vartheta_0.$$

Da den Größen J , A_0 , A_n , B_n Vektorcharakter bezüglich der Zeit zukommen soll, wird also jede mögliche Stromverteilung sowohl amplituden- wie phasenetreu wiedergegeben. Im allgemeinen wird der Strom an den verschiedenen Stellen des Leiters in verschiedener Phase schwingen.

Erfolgt die Erregung induktiv und symmetrisch bezüglich $\vartheta_0 = 0$, so fallen in der Fourierentwicklung die Sinusglieder weg. Also

$$J = \sum_0^{\infty} A_n \cdot \cos n \vartheta_0 = \sum_n J_n.$$

J_n wird als n te Harmonische des Stromes bezeichnet; A_n ist somit deren Amplitude. Zu beachten ist, daß sich die Harmonischen im folgenden immer auf die räumliche Verteilung des Stromes beziehen, während sonst im allgemeinen mit dieser Bezeichnung der zeitliche Stromverlauf charakterisiert werden soll. Die 0te Harmonische stellt also den quasistationären Stromanteil dar, für den sich Stromwert und Phase längs des Leiters nicht ändern. Bei der 1. Harmonischen schwingt der Strom zwar überall gleichphasig, dagegen verläuft längs des Leiters der Effektivwert des zeitlichen Stromverlaufs gerade eine volle Periode der Sinuskurve und entsprechend bei den übrigen Harmonischen.

Nach der von Pistol Kors¹⁾ eingeführten Methode gilt für die vom Stromkreis abgegebene Leistung

$$W = - \int_0^{2\pi} \sum dU_n,$$

wenn mit dU_n die von der Harmonischen J_n längs des Drahtes induzierte Spannung bezeichnet zu. Wie die spätere Rechnung ergibt, ist beim kreisförmigen Leiter

$$dU_n = A_n \cdot K_n \cdot \cos n \vartheta_0 \cdot d\vartheta_0,$$

so daß man für die Leistung die einfache Form erhält

$$W = - \sum A_n^2 \cdot K_n \int \cos^2 n \vartheta_0 \cdot d\vartheta_0 = \sum A_n^2 \Re_n.$$

1) A. Pistol Kors, Proc. I. R. E. 17. S. 562. 1928.

\Re_n ist hierbei der Widerstand der n ten Harmonischen bezogen auf die Amplitude A_n . Er ist abhängig von der Frequenz und zerfällt in einen reellen Teil, den Strahlungswiderstand (wenn vom Ohm'schen Widerstand abgesehen wird), und in einen imaginären Teil, die Reaktanz der Harmonischen. Ein Widerstand für den Gesamtstromkreis läßt sich im allgemeinen nicht definieren, während \Re_n aus der Beziehung

$$\Re_n = -\frac{1}{A_n^2} \int J_n \cdot dU_n$$

berechnet wird.

Dazu gilt es, zunächst einen Ausdruck für die elektrische Feldstärke längs des Drahtes zu finden. Der allgemeine Ansatz lautet im Gauss'schen Maßsystem

$$\mathcal{E} = \text{grad div } \mathfrak{Z} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathfrak{Z}}{\partial t^2}.$$

Der Hertz'sche Vektor \mathfrak{Z} wird darin bestimmt durch

$$\mathfrak{Z} = \frac{j}{\omega} \int_0^{2\pi} \frac{\bar{J}}{r} \varrho_0 d\vartheta_0.$$

Mit \bar{J} soll die Retardierung berücksichtigt werden, das heißt

$$J = J \cdot e^{-j\omega \left(t - \frac{r}{c}\right)} = \bar{J} \cdot e^{jk r}, \quad k = \frac{\omega}{c}.$$

Für die Berechnung werden Zylinderkoordinaten $\varrho, \vartheta, \mathfrak{z}$ eingeführt. r ist gemäß Fig. 1 der Abstand des Punktes $P(\varrho, \vartheta)$ vom Stromkreiselement ϱ_0, ϑ_0 . Damit ist

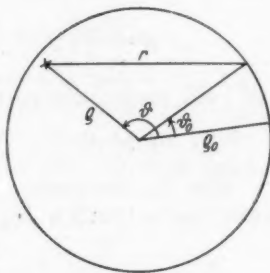


Fig. 1

$$\text{div } \frac{\bar{J}}{r} = \frac{1}{\varrho} \frac{\partial}{\partial \varrho} \left(\varrho \frac{\bar{J}}{r} e^{jk r} \cdot \sin(\vartheta - \vartheta_0) \right) + \frac{1}{\varrho} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\frac{\bar{J}}{r} e^{jk r} \cdot \cos(\vartheta - \vartheta_0) \right).$$

Um später über $d\vartheta_0$ integrieren zu können, muß $\partial r / \partial \varrho$ und $\partial r / \partial \vartheta$ durch $\partial r / \partial \vartheta_0$ ausgedrückt werden. Da der Punkt P auf der Drahtoberfläche liegen soll, kann man $\varrho = \varrho_0$ setzen und die Verhältnisse in der Nähe von $\vartheta = \vartheta_0$ dadurch berücksichtigen, daß die Feldstärke für die Stelle \mathfrak{z}_0 entsprechend der Größe des Drahtradius berechnet wird. Es ist also

$$r^2 = \varrho_0^2 + \varrho^2 - 2\varrho\varrho_0 \cos(\vartheta - \vartheta_0) + \mathfrak{z}_0^2,$$

$$\frac{\partial r}{\partial \varrho} = \frac{\varrho}{r} \left(1 - \cos(\vartheta - \vartheta_0) \right); \quad \frac{\partial r}{\partial \vartheta_0} = -\frac{\varrho^2}{r} \sin(\vartheta - \vartheta_0).$$

Damit gewinnt man die Beziehungen

$$\frac{\partial r}{\partial \varrho} = \frac{\cos(\vartheta - \vartheta_0) - 1}{\sin(\vartheta - \vartheta_0)} \cdot \frac{\partial r}{\varrho \partial \vartheta_0}; \quad \frac{\partial r}{\partial \vartheta} = - \frac{\partial r}{\partial \vartheta_0}.$$

Eine Umformung des in $\text{div } \vec{J}/r$ enthaltenen Ausdrucks ergibt

$$\frac{\partial}{\partial \varrho} \left(\varrho \frac{e^{jkr}}{r} \sin(\vartheta - \vartheta_0) \right) = \frac{\partial}{\partial \vartheta_0} \left(\frac{e^{jkr}}{r} \cos(\vartheta - \vartheta_0) \right) - \frac{\partial}{\partial \vartheta_0} \left(\frac{e^{jkr}}{r} \right).$$

Also

$$\text{div } \frac{\vec{J}}{r} = - \frac{j}{\varrho} \frac{\partial}{\partial \vartheta_0} \left(\frac{e^{jkr}}{r} \right)$$

und

$$\text{grad div } \frac{\vec{J}}{r} = \frac{j}{\varrho^2} \frac{\partial^2}{\partial \vartheta_0^2} \left(\frac{e^{jkr}}{r} \right),$$

denn es interessiert nur die in die Längsrichtung des Drahtes fallende Komponente.

Um $\text{grad div } \vec{J}$ zu erhalten, muß über den Stromkreis integriert werden.

$$\text{grad div } \vec{J} = \frac{j}{\omega} \int_0^{2\pi} \frac{j}{\varrho^2} \frac{\partial^2}{\partial \vartheta_0^2} \left(\frac{e^{jkr}}{r} \right) \cdot \varrho d\vartheta_0$$

und nach zweimaliger partieller Integration

$$\text{grad div } \vec{J} = \frac{j}{\omega} \int \frac{\partial^2 j}{\varrho^2 \partial \vartheta_0^2} \cdot \frac{e^{jkr}}{r} \varrho d\vartheta_0.$$

Für die elektrische Feldstärke längs der Drahtoberfläche \mathfrak{E}_ϱ erhält man schließlich den Ausdruck

$$\mathfrak{E}_\varrho = \frac{j}{\omega} \int_0^{2\pi} \left[\frac{\partial^2 J}{\varrho^2 \partial \vartheta_0^2} - \frac{\partial^2 J}{c^2 \partial t^2} \cos(\vartheta - \vartheta_0) \right] \frac{e^{jkr}}{r} \varrho d\vartheta_0.$$

Mit der Beziehung

$$\cos(\vartheta - \vartheta_0) = 1 - \frac{r^2}{2\varrho^2}$$

ergibt sich für die Feldstärke \mathfrak{E}_n , welche von der n ten Harmonischen herrührt,

$$\begin{aligned} \mathfrak{E}_n = -j \frac{A_n}{\omega} & \left[\left(\frac{n^2}{\varrho^4} - k^2 \right) \int_0^{2\pi} \frac{\varrho}{r} \cos n \vartheta_0 \cdot e^{jkr} d\vartheta_0 \right. \\ & \left. + \frac{k^2}{2} \int_0^{2\pi} \frac{r}{\varrho} \cos n \vartheta_0 \cdot e^{jkr} d\vartheta_0 \right]. \end{aligned}$$

Setzt man noch $\vartheta - \vartheta_0 = x$ und ist $f(r)$ eine gerade Funktion von r , so gilt

$$\int_0^{2\pi} \cos n \vartheta_0 \cdot f(r) d\vartheta_0 = \cos n \vartheta \int_0^{2\pi} \cos n x \cdot f(r) dx.$$

Man erhält daher \mathfrak{E}_n endgültig in der Form

$$\mathfrak{E}_n = -j \frac{A_n}{\omega} \cos n \vartheta \left[\left(\frac{n^2}{\varrho^2} - k^2 \right) M + \frac{k^2}{2} N \right].$$

Dabei ist

$$M = \int_0^{2\pi} \frac{\varrho}{r} \cos n x \cdot e^{j k r} dx$$

und

$$N = \int_0^{2\pi} \frac{r}{\varrho} \cos n x \cdot e^{j k r} dx.$$

Damit läßt sich ohne weiteres der Widerstand ableiten. Es lautet, ausgedrückt im technischen Maßsystem, der Widerstand der n ten Harmonischen

$$\mathfrak{R}_0 = j 60 \pi k \varrho \left[-M + \frac{N}{2} \right] \text{ Ohm}$$

und der Widerstand aller übrigen Harmonischen

$$\mathfrak{R}_n = j 30 \pi k \varrho \left[\left(\frac{n^2}{\varrho^2 k^2} - 1 \right) M + \frac{N}{2} \right] \text{ Ohm.}$$

Die Größen M und N sind Funktionen von n und $k \varrho$. Sie lassen sich mit Hilfe graphischer Integration auswerten. Lediglich bei dem Realteil von M versagt dieser Weg, da ϱ/r in der Umgebung von $x = 0$ sehr große Werte annimmt. Es wird daher eine Zerlegung von M vorgenommen

$$M = M' + M''.$$

Hierbei ist

$$M' = \int_{-\pi}^{+\pi} \frac{\varrho}{r'} \cos n x \cdot e^{j k r'} dx,$$

$$M'' = \int_{-\pi}^{+\pi} \varrho \cos n x \left(\frac{e^{j k r}}{r} - \frac{e^{j k r'}}{r'} \right) dx,$$

$$r^2 = \vartheta_0^2 + \left(2 \varrho \sin \frac{x}{2} \right)^2; \quad r'^2 = \vartheta_0^2 + \varrho^2 x^2.$$

M'' läßt sich wieder graphisch ermitteln, während ein Weg zur Berechnung ähnlicher Ausdrücke wie M' von Bechmann angegeben wurde¹⁾. Unter Benutzung der dort gegebenen Entwicklung wurde folgendes Resultat erhalten:

$$\begin{aligned} \Re_n[M] = 2 \ln \frac{2 \varrho \pi}{\vartheta_0} + C i \left(k + \frac{n}{\varrho} \right) \varrho \pi - 0,577 - \ln \left(k + \frac{n}{\varrho} \right) \varrho \pi \\ - \left(k - \frac{n}{\varrho} \right)^2 \frac{\varrho^2 \pi^3}{2 \cdot 2!} + \left(k - \frac{n}{\varrho} \right)^4 \frac{\varrho^4 \pi^5}{4 \cdot 4!} - \dots \end{aligned}$$

1) R. Bechmann, Ann. d. Phys. [5] 4. S. 829. 1930.

Ci ist der Integralkosinus, der sich aus Funktionentafeln entnehmen läßt.

Damit ist jetzt die Möglichkeit gegeben, die Widerstände R_n in Abhängigkeit von der Frequenz auszuwerten. Für einen Drahtradius von $\beta_0 = 2 \varrho \pi 10^{-4}$ sind die Widerstandskurven in der Fig. 2 gezeichnet.

Der Widerstand zerfällt in einen reellen und in einen imaginären Teil. Ersterer ist identisch mit dem Strahlungswiderstand,

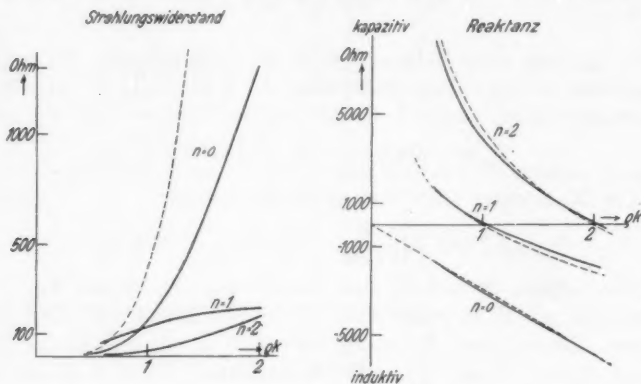


Fig. 2

da der Ohmsche Widerstand in der Ableitung nicht berücksichtigt wurde. Der imaginäre Teil gibt die Reaktanz; positive Werte bedeuten einen kapazitiven, negative Werte einen induktiven Widerstand. Ist die Reaktanz gleich Null, so schwingt die betreffende Harmonische in Resonanz. Wie die Kurven zeigen, ist die Resonanzwellenlänge etwas kleiner als der ganze bzw. halbe Kreisumfang. Der Widerstand des quasistationären Stromes ($n = 0$) ist immer induktiv und steigt in dem gezeichneten Bereich in erster Annäherung linear an, so daß man ohne großen Fehler eine von der Frequenz unabhängige Selbstinduktion definieren kann. Der gestrichelt eingetragenen Kurve ist eine Selbstinduktion von

$$L_0 = \frac{30}{c} 2 \varrho \pi \left(2 \ln \frac{2 \varrho \pi}{\beta_0} - 3 \right) \text{ Henry}$$

zugrunde gelegt, was gegenüber der gebräuchlichen, quasistationär abgeleiteten Formel

$$L_0 = \frac{30}{c} 4 \varrho \pi \left(\ln \frac{8 \varrho}{\beta_0} - 2 \right) = \frac{30}{c} 2 \varrho \pi \left(2 \ln \frac{2 \varrho \pi}{\beta_0} - 3,52 \right)$$

für die gewählte Drahtstärke einen Unterschied von 3,5% bedeutet. In ähnlicher Weise kann man der Reaktanz der übrigen Harmonischen in erster Annäherung die Form $\left(-\omega L + \frac{1}{\omega C}\right)$ geben mit den Werten

$$L_n = \frac{30}{c} \varrho \pi \left(2 \ln \frac{2 \varrho \pi}{\delta_0} - 3\right) \text{ Henry}$$

und

$$\frac{1}{C_n} = 30 c \frac{n^2 \pi}{\varrho} \left(2 \ln \frac{2 \varrho \pi}{\delta_0} - 3\right) 1/\text{Farad}.$$

Die gestrichelten Kurven sind dementsprechend konstruiert.

Der Strahlungswiderstand steigt für alle Harmonischen mit wachsender Frequenz an. Für die Resonanz der Grundschiwingung beträgt er 135 Ohm, für die Resonanz der 2. Harmonischen 175 Ohm. Auffallend ist der starke Anstieg des Strahlungswiderstandes beim quasistationären Stromanteil. Zum Vergleich sei daher die Formel für den Rahmenwiderstand angegeben (gestrichelte Kurve).

$$R = 1600 \frac{4 \pi^2 F^2 w^2}{\lambda^4} = 400 \left(\frac{\omega \varrho}{c}\right)^4.$$

Wie man sieht, steigt der Widerstand in dem dargestellten Bereich nicht mehr mit der 4. Potenz von ω , sondern nur mehr etwa mit der 3. Potenz an.

Um einen gleichmäßig verteilten Ohmschen Widerstand zu berücksichtigen, hat man zum Strahlungswiderstand zu addieren:

Für die quasistationäre Schwingung den gesamten Ohmschen Widerstand des Kreises;

für alle nicht-quasistationären Schwingungen die Hälfte dieses Wertes.

Im Anfang wurden zur Vereinfachung in der Fourrierentwicklung die Sinusglieder weggelassen. Im allgemeinen gilt nun diese Annahme nicht und man hat sinngemäß zwischen Kosinus- und Sinus-Harmonischen zu unterscheiden mit den Amplituden A_n bzw. B_n (oder A'_n). Im Gegensatz zu den Harmonischen des zeitlichen Stromverlaufs kann man hier das Kosinus- und Sinusglied nicht ohne weiteres zu einer einzigen Schwingung der Form $A_n \sin(n \vartheta_0 - \varphi_n)$ zusammenfassen, da den Amplituden A_n und B_n Vektorcharakter bezüglich der Zeit zukommt. Was die berechneten Widerstände \Re_n betrifft, so gelten sie aus Symmetriegründen sowohl für die Kosinus- wie für die Sinusschwingung.

Der geschlossene unverzweigte Stromkreis

Während beim Kreis die Harmonischen mit den Eigenschwingungen des Systems identisch sind, ist dies beim beliebig geformten

Stromkreis nicht mehr der Fall. Trotzdem ist es zweckmäßig, auch hier dieselbe Zerlegung in Harmonische vorzunehmen.

$$J = A_0 + \sum_1^{\infty} \left[A_n \cdot \cos \frac{2\pi}{u} n x + A'_n \cdot \sin \frac{2\pi}{u} n x \right] = \sum_0^{\infty} J_n + \sum_1^{\infty} J'_n.$$

u ist der Umfang des Stromkreises und x die Weglänge zwischen dem Stromkreiselement und dem beliebig gewählten Nullpunkt. Die gestrichenen Größen sollen hier und im folgenden ausdrücken, daß sie sich auf die Sinusharmonische beziehen.

Die von der Harmonischen J_n längs des Leiters erzeugte Feldstärke werde mit \mathfrak{E}_n bezeichnet. Im Gegensatz zum Kreis ist sie nicht mehr proportional dem $\cos \frac{2\pi}{u} n x$. Außer den Feldstärken \mathfrak{E}_n und \mathfrak{E}'_n herrscht an der Oberfläche noch die von außen induzierte erregende Feldstärke \mathfrak{E} . Nun gilt sowohl für den Gesamtstromkreis, wie für jede Einzelharmonische die Leistungsbilanz an der Drahtoberfläche, d. h. die Summe aus zugeführter und abgegebener Leistung muß gleich Null sein (wobei von einem Energieverbrauch im Leiter abgesehen wird). Also

$$\int_0^u J_n (\mathfrak{E} + \sum \mathfrak{E}_n + \sum \mathfrak{E}'_n) dx = 0,$$

oder auch

$$\int_0^u (\mathfrak{E} + \sum \mathfrak{E}_n + \sum \mathfrak{E}'_n) \cos \frac{2\pi}{u} n x \cdot dx = 0.$$

Um die Darstellung übersichtlicher zu gestalten, werden folgende Ausdrücke eingeführt:

$$E_n = \int_0^u \mathfrak{E} \cdot \cos \frac{2\pi}{u} n x \cdot dx$$

ist die für die n te Cos-Harmonische „wirksame“ erregende Spannung,

$$E'_{\nu n} = \int_0^u \mathfrak{E}'_{\nu} \cdot \cos \frac{2\pi}{u} n x \cdot dx = A'_{\nu} \mathfrak{R}'_{\nu n}$$

ist die von der ν ten Sin-Harmonischen induzierte und für die n te Cos-Harmonische wirksame Spannung.

$\mathfrak{R}'_{\nu n}$ ist dann der Kopplungswiderstand zwischen der ν ten Sin-Harmonischen und der n ten Cos-Harmonischen.

$\mathfrak{R}_{nn} = \mathfrak{R}_n$ ist schließlich der Eigenwiderstand der n ten Cos-Harmonischen.

Damit erhält man folgendes Gleichungssystem für die Amplituden A_n und A_n' .

$$\begin{aligned} E_0 + \sum A_n \mathfrak{R}_{n0} + \sum A_n' \mathfrak{R}_{n'0} &= 0; \\ E_1 + \sum A_n \mathfrak{R}_{n1} + \sum A_n' \mathfrak{R}_{n'1} &= 0; \quad E_1' + \sum A_n \mathfrak{R}_{n1} + \sum A_n' \mathfrak{R}_{n'1} = 0, \\ E_2 + \sum A_n \mathfrak{R}_{n2} + \sum A_n' \mathfrak{R}_{n'2} &= 0; \quad E_2' + \sum A_n \mathfrak{R}_{n2} + \sum A_n' \mathfrak{R}_{n'2} = 0. \end{aligned}$$

Diese Gleichungen sind der mathematische Ausdruck für ein System von $(2n+1)$ miteinander gekoppelten Stromharmonischen. Gleichzeitig wird damit die physikalische Bedingung befriedigt, daß die elektrische Feldstärke längs der Oberfläche, welche sich zusammensetzt aus der erregenden und der von den Harmonischen erzeugten Feldstärke, gleich Null ist.

Auf Grund der oben gegebenen Definition der „wirksamen“ Spannungen kann man die Bedingung der Leistungsbilanz auch in anderer Form ausdrücken:

„Für jede Einzelharmonische ist die Vektorsumme aller in ihr wirksamen Spannungen gleich Null.“

Das hiermit ausgesprochene Gesetz ist ganz analog dem 2. Kirchhoffschen Gesetz für quasistationären Wechselstrom: „In einem geschlossenen Stromkreis ist die Vektorsumme aller Spannungen gleich Null.“

Praktisch kann man das oben abgeleitete Gleichungssystem wesentlich vereinfachen, indem man alle Harmonischen vernachlässigt, deren Eigenwiderstand groß ist gegenüber dem kleinsten auftretenden Eigenwiderstand. Der Verlauf der Reaktanz kann wieder ähnlich wie beim Kreis durch die Form $\left(-\omega L + \frac{1}{\omega C}\right)$ ausgedrückt werden.

Jede Harmonische geht also einmal durch die Resonanz. Da die im Oberflächenelement erzeugte Spannung im wesentlichen durch die benachbarten Stromkreiselemente bedingt ist, liegt die Resonanzfrequenz bei Systemen mit einigermaßen gestreckten Leitern in der Nähe von $\omega = \frac{n 2 \pi c}{u}$. Man kann diese Frequenz auch als geometrische Resonanzfrequenz bezeichnen. Für die Stromverteilung braucht man demnach nur solche Harmonische zu berücksichtigen, deren geometrische Resonanzfrequenz zunächst der aufgedruckten Frequenz liegt. Man wird also beim einfach geschlossenen Stromkreis schon mit zwei oder vier Harmonischen auskommen.

Für besondere Fälle fallen außerdem eine Reihe von Kopplungsgliedern weg:

1. Die geometrische Form des Stromkreises ist derart, daß eine Symmetrieebene gelegt werden kann. Läßt man den Koordinaten-

anfangspunkt ($x = 0$) in diese Ebene fallen, so verschwinden sämtliche Kopplungen zwischen Cosinus- und Sinusschwingungen.

2. Durch den Stromkreis kann noch eine zweite Symmetrieebene gelegt werden (z. B. beim Rechteck). Es gelten auch hier die vorigen Vereinfachungen, außerdem kommen sämtliche Kopplungen zwischen gerad- und ungeradzahligem Schwingungen in Wegfall. Praktisch sind also wie beim Kreis die zu berücksichtigenden Harmonischen wieder unabhängig voneinander nur durch die jeweils wirksame Spannung bestimmt.

Das verzweigte Stromsystem

Betrachtet wird ein verzweigtes System, das sich aus geschlossenen Stromkreisen zusammensetzen läßt. Die Methode für die Behandlung derartiger Systeme kann am besten an einem einfachen Beispiel und in Analogie zum quasistationären Fall klar gestellt werden.

Gegeben sei ein System, welches sich aus drei geschlossenen Kreisen zusammensetzt. Im quasistationären Fall läßt sich die Stromverteilung durch die Annahme von drei geschlossenen Strömen darstellen, welche je einen der Teilkreise umfließen. Mit Hilfe des 2. Kirchhoffschen Gesetzes kann dann das Gleichungssystem für die 3 Ströme (J_I , J_{II} , J_{III}) aufgestellt werden.

Für den Fall nicht-quasistationärer Ströme ist nun die Stromverteilung in den Einzelkreisen nicht bekannt. Dagegen läßt sich analog die Verteilung aus einer Reihe von Einzelschwingungen zusammensetzen, welche durch die Harmonischen von 7 Kreisen (I, II, III, IV = I + II, V = I + III, VI = II + III, VII = I + II + III) gebildet werden. Bei den 0ten Harmonischen kann man sich selbstverständlich wieder auf 3 Einzelkreise beschränken. Durch die Annahme dieser Einzelschwingungen kann jede mögliche Stromverteilung dargestellt werden, außerdem wird dadurch an den Verzweigungspunkten das 1. Kirchhoffsche Gesetz befriedigt.

Zur einfacheren Darstellung werde bezeichnet

mit Index 1	die 0te Harmonische	des Stromkreises	I,
" "	2	" "	" "
" "	3	" "	" "
" "	4	1. Cos-Harmonische	" "
" "	5	" "	" "
" "	11	1. Sin-Harmonische	" "
			I usw.

Wie im vorigen Abschnitt über den einfach geschlossenen Stromkreis gezeigt wurde, gilt bei nicht-quasistationären Strömen das 2. Kirchhoffsche Gesetz in einer etwas allgemeineren Fassung.

Dasselbe Gesetz kann auch für den verzweigten Stromkreis aus der Bedingung der Leistungsbilanz abgeleitet werden. Es lautet dann:

„Für jede Einzelschwingung ist die Vektorsumme aller in ihr wirksamen Spannungen gleich Null“.

Die Definition der wirksamen Spannung und des Kopplungswiderstandes gilt sinngemäß für alle Einzelschwingungen in derselben Weise, wie sie für die Harmonischen eines Einzelkreises gegeben wurde. Man erhält somit folgendes Gleichungssystem:

$$E_1 + A_1 \mathfrak{R}_1 + A_2 \mathfrak{R}_{21} + A_3 \mathfrak{R}_{31} + A_4 \mathfrak{R}_{41} + \dots = 0,$$

$$E_2 + A_1 \mathfrak{R}_{12} + A_2 \mathfrak{R}_2 + A_3 \mathfrak{R}_{32} + A_4 \mathfrak{R}_{42} + \dots = 0,$$

$$E_3 + A_1 \mathfrak{R}_{13} + A_2 \mathfrak{R}_{23} + A_3 \mathfrak{R}_3 + A_4 \mathfrak{R}_{43} + \dots = 0,$$

$$E_4 + A_1 \mathfrak{R}_{14} + A_2 \mathfrak{R}_{24} + A_3 \mathfrak{R}_{34} + A_4 \mathfrak{R}_4 + \dots = 0.$$

Die Kopplungswiderstände sind unabhängig von der Reihenfolge der Indizes, also $\mathfrak{R}_{n\mu} = \mathfrak{R}_{\mu n}$. Setzt man nämlich in den Ausdruck

$$\mathfrak{R}_{\mu n} = \frac{1}{A_\mu} \int \mathfrak{E}_\nu \varphi(s_\mu) \cdot d\mathfrak{s}_\mu$$

\mathfrak{E}_ν als Funktion von der Stromverteilungsfunktion $\varphi(s_\nu)$ und dem Abstand r ein, so läßt sich ein Ausdruck gewinnen, dessen Form symmetrisch bezüglich der n ten und ν ten Einzelschwingung ist.

Eine genaue Berechnung der Eigenwiderstände und Kopplungswiderstände wird in den seltensten Fällen möglich sein. Meist dürfte es jedoch genügen, die Widerstände wie im folgenden Beispiel überschlagsmäßig zu schätzen.

Auf der linken Seite der Fig. 3 ist ein Stromkreissystem mit einer Anzahl von Einzelschwingungen abgebildet. Die Pfeile bedeuten die Stromrichtung bei positiver Amplitude. Gesucht sei der Kopplungs-

widerstand \mathfrak{R}_{13} bei einer Wellenlänge $\lambda = \frac{4a}{0,9}$. \mathfrak{R}_{13} kann aus drei Teilwiderständen zusammengesetzt werden. Diese sind: 1. der Widerstand, welcher durch die Kopplung von den gemeinsamen Leiterteilen beider Einzelschwingungen bedingt ist, 2. der Wider-

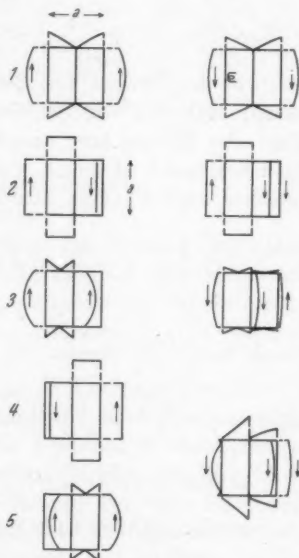


Fig. 3

stand, welcher durch die kapazitive Kopplung von der Schwingung 1 auf den nicht-gemeinsamen Zweig der Schwingung 3 erzeugt ist, 3. der Widerstand, welcher von der induktiven Kopplung nicht-gemeinsamer Leiterteile herrührt.

Für den ersten Teilwiderstand kann man die Annahme machen, daß die von Schwingung 1 herrührende Feldstärke längs des Leiters nach dem $\cos \frac{2\pi}{4a} s$ verteilt ist, da der Stromkreis nicht sehr vom Kreis verschieden ist. Also

$$(\mathfrak{R}_{13})_1 = \int_{-a}^{+a} \frac{\mathfrak{R}_1}{4a} 2 \cos \frac{2\pi}{4a} s \cdot \cos \frac{2\pi}{3a} s \cdot ds = \mathfrak{R}_1 \frac{6}{7\pi}.$$

Für \mathfrak{R}_1 kann man die für den Kreis aufgestellten Formeln benutzen, wenn man den Strahlungswiderstand nicht berücksichtigt.

$$\mathfrak{R}_1 = \left(-\omega L + \frac{1}{\omega C} \right) = 300 \text{ Ohm} \quad \text{und} \quad (\mathfrak{R}_{13})_1 = 123 \text{ Ohm}.$$

Für den zweiten Teilwiderstand kann man die Annahme gelten lassen, daß das von Schwingung 1 erzeugte elektrostatische Feld längs des Mittelleiters umgekehrt proportional dem Abstand vom Spannungsbauch abnimmt. Da im elektrostatischen Feld die Spannung zwischen zwei Punkten unabhängig vom Weg ist, so gilt:

$$\int_e^{a-e} \left(\frac{x}{s} + \frac{x}{a-s} \right) ds = \frac{1}{\omega C} \cdot \frac{2}{4a} \int_{-a}^{+a} \cos \frac{2\pi}{4a} s \cdot ds$$

$$x = 65,6.$$

Damit lautet der Ansatz für den 2. Teilwiderstand

$$(\mathfrak{R}_{13})_2 = \int_e^{a-e} \left(\frac{65,6}{s} + \frac{65,6}{a-s} \right) \cos \frac{2\pi}{3a} \left(\frac{a}{2} - s \right) \cdot ds$$

$$= 65,6 \left(Ci \frac{2\pi}{3} - Ci \frac{2\pi}{3a} \varrho \right) + 65,6 \sqrt{3} \left(Si \frac{2\pi}{3} - Si \frac{2\pi}{3a} \varrho \right)$$

$$= 455 + 187 = 642 \text{ Ohm}.$$

Der Integralkosinus $Ci(x)$ und der Integralsinus $Si(x) = \int_{\infty}^x \frac{\sin x}{x} dx$

kann aus Funktionentafeln entnommen werden.

Für den dritten Teilwiderstand werden die induktiven Kopplungswiderstände zwischen den verschiedenen Leitern wie bei quasi-stationärer Stromverteilung benutzt und lediglich mit dem Mittelwert der beiden Stromverteilungskurven multipliziert. Es ergibt sich

$$(\mathfrak{R}_{13})_3 = -154 \text{ Ohm} \quad \text{und} \quad \mathfrak{R}_{13} = 123 - 642 - 154 = 611 \text{ Ohm}.$$

Anschließend möge noch ein einfaches Beispiel für die Stromverteilung gerechnet werden. Es soll ein System, wie in Fig. 3 gezeichnet, an der durch eine Schleife angedeuteten Stelle induktiv in der Wellenlänge $\lambda = \frac{4a}{0,9}$ erregt werden. Da nur solche Einzelschwingungen berücksichtigt werden brauchen, deren geometrische Resonanzwellenlänge ($\lambda = \text{Umfang}/n$) in der Nähe der aufgedruckten Wellenlänge liegt, kommt man mit den 5 gezeichneten Einzelschwingungen aus. Mit den wie im vorigen Beispiel geschätzten Reaktanzen

$$\begin{aligned} \Re_1 = \Re_4 = -1960, & \quad \Re_{12} = \Re_{14} = -704, & \quad \Re_{24} = -437 \\ \Re_3 = \Re_5 = 1140, & \quad \Re_{43} = \Re_{35} = 489, & \quad \Re_{35} = 181 \end{aligned}$$

wurden folgende Amplituden errechnet:

$$\begin{aligned} A_1 = -E \cdot \frac{7,63}{10_{000}}; \quad A_2 = E \cdot \frac{8,24}{10_{000}}; \quad A_3 = -E \cdot \frac{4,76}{10_{000}}; \\ A_4 = -E \cdot \frac{0,28}{10_{000}}; \quad A_5 = E \cdot \frac{1,33}{10_{000}}. \end{aligned}$$

Die Einzelschwingungen und die Gesamtstromverteilung sind auf der rechten Seite der Fig. 3 dargestellt.

III. Experimentelle Untersuchungen

Versuchsanordnung

Die für die Untersuchungen verwendeten Systeme bestanden aus 2 mm starkem Kupferdraht. Sie waren in einer Höhe von rund 1,80 m über dem Erdboden ausgespannt, und zwar das Paralleldrahtsystem in einem geschlossenen Laboratoriumsraum, die übrigen Systeme im Freien.

Die Messungen wurden mit einem Wellenlängenbereich von 7,5—19 m durchgeführt, wofür 2 Sender zur Verfügung standen, für den unteren Bereich ein Sender in normaler Rückkopplungsschaltung mit einer RES. 228 und für den Bereich von 9,5—19 m ein Gegentaktsender mit französischen Röhren der Type E4M und einer Schwingleistung von etwa 10 Watt über den ganzen Bereich.

Bei der Wahl der Meßinstrumente wurde auf die heute in der Hochfrequenztechnik kaum mehr gebräuchlichen Hitzdrahtluftthermometer zurückgegriffen, da von ihnen der geringste störende Einfluß auf die Stromverteilung erwartet wurde. Sie haben den Vorteil, daß sie vollkommen frei von störenden Metallmassen sind und daß sie eine geradlinige Stromdurchführung gestatten. Es wurde gleich eine größere Zahl (im ganzen 15) von den Instrumenten verwendet und an verschiedenen Stellen direkt in den Stromkreis eingeschaltet. Die Ausführung der Luftthermometer ist aus der Abbildung Fig. 4 er-

sichtlich. Als Widerstand ist Manganindraht von 0,07 mm Durchmesser verwendet, er beträgt durchschnittlich 2 Ohm. Die Kapillare von 1 mm Weite ist mit Alkohol gefüllt. Zum Schutz gegen äußere Temperatureinflüsse, für welche die Luftthermometer sehr empfindlich sind, wurden sie in eine Schafwollpackung eingehüllt. Die Ablesung erfolgte eine bestimmte feste Zeit nach dem Einschalten des Senders, etwa zwischen 0,5 und 2 Min., für die einzelnen Instrumente verschieden, damit sie alle nacheinander abgelesen werden konnten.



Fig. 4

Geeicht wurde mit Gleichstrom. Der Meßbereich erstreckte sich etwa von 20 bis 300 mA. Da die Messungen zum größten Teil im Freien vorgenommen werden mußten, konnte nur bei einigermaßen windstillem Wetter gearbeitet werden und man durfte mit einer durchschnittlichen Genauigkeit von $\pm 10\%$ zufrieden sein. Der Einfluß der Instrumente auf die Stromverteilung, welcher mit einer Resonanzmessung festgestellt wurde und zum kleineren Teil von dem Dielektrikum der Glaswand, zum größeren Teil von der Verengung des Draht-

querschnitts herrührt, liegt noch innerhalb der Meßgenauigkeit.

Die Instrumente gestatten nur die Aufnahme der Effektivwerte des Stromes an jeder Stelle des Stromkreises. Die gemessenen Kurven können daher immer nur die Verteilung dieser Effektivwerte darstellen. Eine experimentelle Bestimmung der Phase des Stromes beispielsweise mit dem Braunschen Rohr, scheidet wegen der Rückwirkung auf die Stromverteilung aus. Eher könnte man daran denken die Phasenverhältnisse indirekt durch eine Aufnahme der (effektiven) Spannungsverteilung mit Hilfe eines gedrängt dimensionierten Röhrenvoltmeters zu bestimmen. Dieser Weg wurde hier nicht beschritten, da durch Aufnahme der Stromverteilung in Abhängigkeit von der Wellenlänge und unter Zuhilfenahme der Ergebnisse der theoretischen Untersuchungen ein anschauliches Bild auch in bezug auf die Phasenverhältnisse gewonnen werden kann. Die folgenden Beispiele zeigen dies deutlich.

Der Kreis

Aus den theoretisch berechneten Widerständen und der erregenden Feldstärke lassen sich die Amplituden der Harmonischen ermitteln und der Strom an jeder Stelle des Kreises als Vektor oder nur dem Effektivwert nach darstellen. In Fig. 5 wurde so die Verteilung der effektiven Stromwerte in Abhängigkeit von x konstruiert, wobei

$$x = \frac{\text{Umfang}}{\lambda} = \frac{u}{2\pi c} \omega.$$

Der Übersichtlichkeit halber wurde der Kreis in eine Gerade abgewickelt. Bei rein induktiver Ankopplung des Senders muß Symmetrie bezüglich der in der Figur durch eine Schleife angedeuteten Erregungsstelle bestehen. Außerdem ist die wirksame erregende Spannung für sämtliche Harmonische dieselbe. Als Ohmscher Widerstand wurden 30 Ohm zugrunde gelegt. Die so konstruierten Stromwerte werden in den ausgezogenen Kurven dargestellt. Daneben sind noch zum Vergleich eine Reihe von experimentell gewonnenen Meßwerten eingetragen, welche zwar nicht für den Kreis gemessen wurden, sondern für ein Quadrat ($2,5 \times 2,5$ m), welches in der Mitte einer Seite angekoppelt war, bzw. für ein Rechteck (3×3 m), welches in der Mitte der Längsseite erregt war.

Man sieht die Übereinstimmung im prinzipiellen Verlauf der Kurven. Unterschiede in einzelnen sind verständlich. So läßt z. B. eine Unsymmetrie in der Stromverteilung bei symmetrischer Ankopplung immer auf das Vorhandensein einer zusätzlichen kapazitiven Kopplung schließen. Die stärkere Einsattlung bei den Kurven für

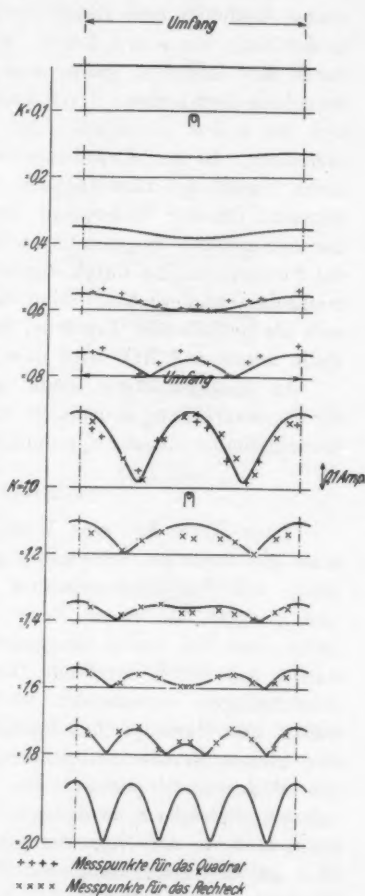


Fig. 5

$\kappa = 1,2$ und $\kappa = 1,4$ liegt in dem Unterschied zwischen Kreis und Rechteck begründet. Auch der Einfluß des Erdbodens kann eine ähnliche Erscheinung zur Folge haben.

Der Stromverlauf läßt sich in einfacher Weise erklären. Zunächst bestehen eine Reihe von ausgezeichneten Frequenzgebieten in der Nähe von $\kappa = 1, 2$ usw., wo die entsprechenden Harmonischen durch ihre Resonanz gehen und im wesentlichen allein die Stromverteilung bestimmen. Dazu kommt noch das Frequenzgebiet, das sich an $\kappa = 0$ anschließt, mit praktisch quasistationärer Stromverteilung. In den Zwischengebieten wird der Strom in der Hauptsache durch die nächsthöhere und nächsttiefere Harmonische bestimmt. Da der Widerstand der letzteren praktisch rein induktiv, der der ersteren dagegen kapazitiv ist, kann man in diesen Gebieten die Stromverteilung durch algebraische Subtraktion der beiden Harmonischen wiedergeben. Sind deren Amplituden gleich, so ergibt sich als auffallendes Ergebnis, daß der Strom an der Ankopplungsstelle annähernd Null wird ($\kappa = 0,6$ und $\kappa = 1,6$).

In analoger Weise kann auch bei rein kapazitiver Erregung die Stromverteilung konstruiert werden, welche übrigens in der Form übereinstimmt mit der Spannungsverteilung bei induktiver Erregung.

Paralleldrahtsysteme

Beim Kreis hat eine Verschiebung der Ankopplungsstelle nur eine gleichsinnige Verschiebung der Stromverteilung zur Folge. Nach den Versuchsergebnissen gilt dies auch noch im großen und ganzen bei einem Rechteck mit dem Seitenverhältnis 1:2, nicht aber bei einem langgestreckten Rechteck. Der Grund liegt darin, daß die Widerstände für gleichzahlige Kosinus- und Sinusschwingungen voneinander abweichen. Als Kosinusschwingungen sollen alle Harmonischen bezeichnet werden, welche in der Mitte der kurzen Rechteckseiten ihren Strombauch haben. Ebenso wie die Widerstände stimmen die Resonanzfrequenzen von zwei zusammengehörigen Schwingungen nicht mehr überein, wenn sie auch noch beide in der Nähe der geometrischen Resonanzfrequenz liegen. Wie in der Darstellung auf Fig. 6 gezeigt wird, geht zuerst die Sinusschwingung durch die Resonanz (bei $\kappa = 0,89$) und bei der höheren Frequenz ($\kappa = 0,98$) die Kosinusschwingung. Letztere ist identisch mit der Schwingung eines Lechersystems. Da die Ankopplung in der Mitte im Stromknoten erfolgt, kann die Schwingung nur kapazitiv angestoßen sein, was auch durch Querstellen der Senderspule zum Drahtsystem festgestellt wurde. Die Kosinusschwingung besitzt so gut wie keinen Strahlungswiderstand. Ihre

Amplitude bei Resonanz wird vorwiegend durch den Ohmschen Widerstand des Systems, hier durch den Instrumentenwiderstand begrenzt. Bei der Sinusschwingung ist der Strom in beiden Leitern gleichphasig. Sie muß daher einen hohen Strahlungswiderstand besitzen, annähernd den vierfachen des Dipols, etwa 290 Ohm.

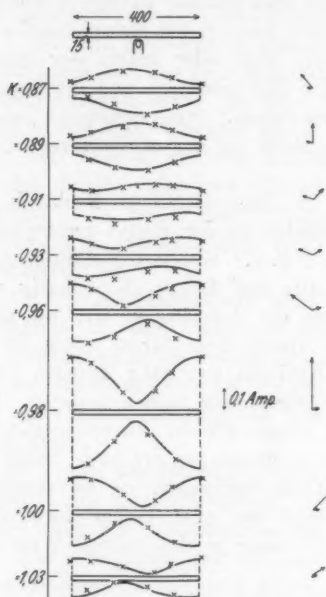


Fig. 6

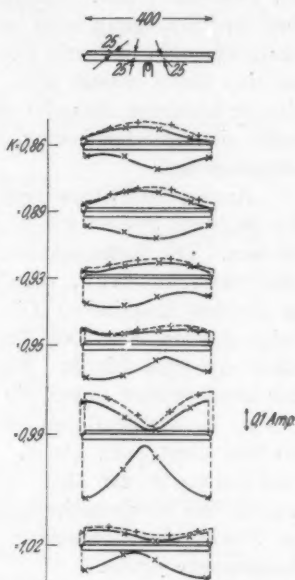


Fig. 7

Die Stromverteilung bei Vorhandensein beider Schwingungen ist bereits von Roosenstein¹⁾ untersucht worden, der dabei die sinnfällige Bezeichnung Gegentakt- und Gleichtaktsschwingung gebraucht. In unserer Figur kommt besonders anschaulich die Abhängigkeit von der Frequenz zur Geltung. Zur Vereinfachung wurden lediglich die zwei vorherrschenden Schwingungen, die 1. Kosinus- und die 1. Sinusharmonische berücksichtigt, so daß die eingetragenen Meßpunkte nur in erster Annäherung mit den gezeichneten Stromkurven übereinstimmen. Diese wurden folgendermaßen konstruiert: Die Amplituden der beiden Schwingungen ergaben sich als Mittelwert aus den Strömen an den Enden bzw. in

1) H. O. Roosenstein, Tel.-Ztg. 58. S. 45. 1931.

der Mitte des Systems. Die in den Vektordiagrammen gezeichneten Phasenwinkel wurden geschätzt und so der Effektivwert des Stromes konstruiert. Die gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten ist ein Beweis für die Berechtigung der gemachten Annahmen.

Die Kosinusschwingung kann unterdrückt werden, und zwar auf zweierlei Weise. Erstens kann das System so erregt werden, daß die Schwingung nicht angestoßen wird, indem beispielsweise in der Mitte rein induktiv angekoppelt wird oder indem der Sender an eine Stelle gesetzt wird, an der die induktive und die kapazitive Ankopplung einander entgegenwirken. Am sichersten jedoch wirkt eine Querverbindung in der Mitte an der Stelle ihres Spannungsbauches.

Analog der Stromverteilung im langgestreckten Rechteck ist die in einem System von drei parallelen an den Enden verbundenen Leitern. Die Meßergebnisse zeigt Fig. 7. Soweit die Sinusschwingung betrachtet wird, schwingen alle drei Leiter gleichphasig und in gleicher Amplitude. Die Summe der Amplituden ist, wie auch beim System, aus zwei Drähten, gleich dem Strom eines gleich stark erregten Dipols. Für die Kosinusschwingung dagegen führt der angekoppelte Leiter die Stromsumme der beiden anderen. Die Ströme in letzteren sind offenbar wegen kleiner Unsymmetrien im Aufbau nicht ganz gleich. Weitere Messungen ergaben: Sind die drei Leiter in der Mitte miteinander verbunden, so verschwindet wieder die Kosinusschwingung. Sind nur zwei Leiter verbunden, so führen diese gegenüber dem 3. Leiter je den halben Wert der Kosinusschwingung.

Die Anzahl der Leiter kann beliebig weiter vermehrt werden. Untersucht wurde noch ein reifenförmiges System, bestehend aus acht parallelen Leitern mit einer Anzahl von Querverbindungen. Ein Draht war in der Achse der Reife angebracht und an den Enden mit ihr verbunden. Wird an den mittleren Leiter angekoppelt, so tritt wieder die Kosinusschwingung auf. Um die Sinusschwingung zu erhalten, muß an einen der äußeren Leiter angekoppelt werden, und zwar strahlt dann das System annähernd so gut wie ein Dipol. Wenn ein einzelner Leiter wird hier der Strom für die Sinusschwingung nach außen gedrängt.

Beispiele für verzweigte Stromsysteme

Während die bisher behandelten verzweigten Stromsysteme sinngemäß aus dem Doppelleitersystem abgeleitet werden konnten, muß bei den folgenden Beispielen auf den im theoretischen Teil behandelten Ansatz mit einer Reihe von Einzelstromkreisen zurück-

gegriffen werden. Zur Untersuchung gelangte zunächst ein System mit einer einzigen Verzweigung. Und zwar wurde für die größeren Wellenlängen im Verhältnis zum Umfang ein Quadrat ($2,5 \times 2,5$ m) verwendet, das durch eine Querverbindung in zwei Rechtecke geteilt war. Für die kleineren Wellenlängen diente ein Rechteck, das aus zwei Quadraten (3×3 m) zusammengesetzt war. Es wird wieder mit κ das Verhältnis Umfang zu λ bezeichnet, dabei soll sich κ_1 auf den größeren und κ_2 auf die beiden kleineren Einzelstromkreise beziehen. Je nach der Ankopplungsstelle ergeben sich verschiedene Bilder für die Stromverteilung.

a) Die Kopplungsstelle liegt im großen Stromkreis an der Verzweigungsstelle. Die Stromverteilung unterscheidet sich nicht merklich von der eines Stromkreises gleicher Form, aber ohne Querverbindung, da letztere keinen Strom führt.

b) Die Ankopplungsstelle befindet sich in der Mitte der Querverbindung. Es treten im wesentlichen nur Harmonische der Teilkreise auf. Der Charakter der Stromverteilung in jedem Teilkreis ändert sich durch die gegenseitige Kopplung nicht. Dagegen tritt dadurch eine Verschiebung der Resonanzfrequenz ($K_2 = 0,9$) um 10% ein. Die Querverbindung addiert sich der Stromverteilung der Teilkreise.

c) Angekoppelt wird die Querverbindung an der Verzweigungsstelle (Fig. 8). Es kommen wieder nur Harmonische der Teilkreise in Betracht. Solange die erregende Frequenz weit in der Nähe der Resonanzfrequenz liegt, ist die Stromverteilung in jedem Teilkreis wieder wesentlich so wie im unbeeinflussten einzelnen Kreis. Dagegen macht sich in Resonanznähe die Zusammensetzung der Stromverteilung aus Kosinus- und Sinusschwingung geltend, da diese beiden infolge der Kopplung zwischen den Teilkreisen ver-

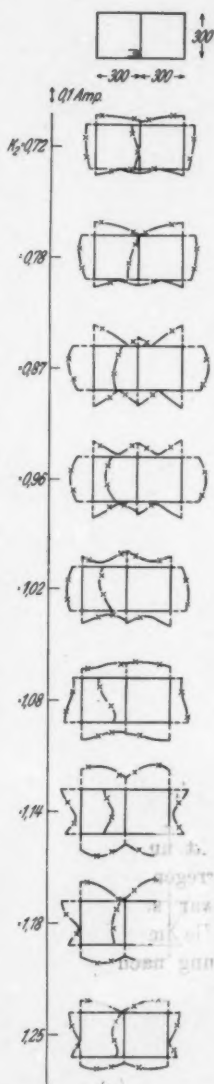


Fig. 8

schiedene Resonanzstellen haben (bei $\alpha_2 = 0,9$ und $\alpha_3 = 1,12$). Die Verhältnisse erinnern an das Beispiel des Paralleldrahtsystems.

d) Die Erregung liegt in der Mitte der Seite, welche keinen Verzweigungspunkt trägt (Figg. 9 und 10). Hier setzt sich die Stromverteilung aus Harmonischen von sämtlichen Einzelkreisen zu-

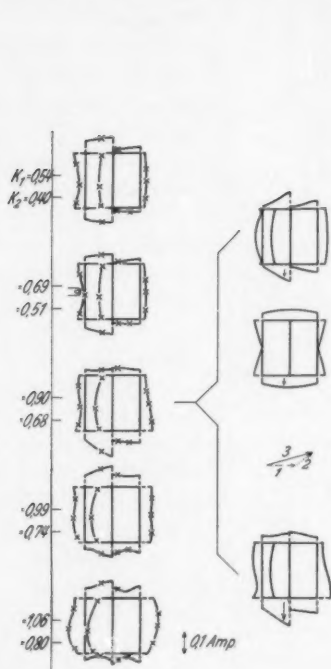


Fig. 9

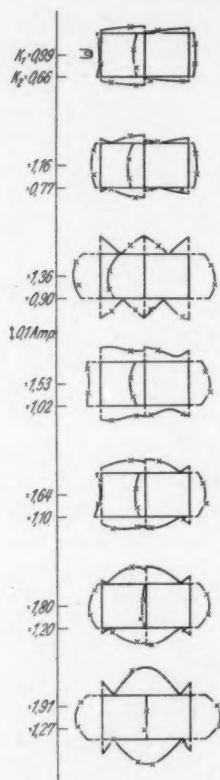


Fig. 10

sammen. Im theoretischen Teil der Arbeit wurde die Stromverteilung bei $\alpha_1 = 0,9$, $\alpha_2 = 0,68$ berechnet. Sie stimmt mit der experimentell ermittelten Stromverteilung nicht überein, und zwar wurde als Ursache eine kapazitive Erregung der 1. Sinusharmonischen, des großen Kreises, welche an der Ankopplungsstelle ihren Stromknoten hat, festgestellt. Durch vektorielle Addition dieser

Sinusschwingung unter Annahme eines Phasenwinkels von etwa 35° wird eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten erzielt und gleichzeitig die theoretische Berechnung bestätigt.

Über den Einfluß der Querverbindung läßt sich sagen: Eine Schwingung wird durch Überbrücken von zwei entgegengesetzten Spannungsbäuchen mit einem Leiter, welcher kürzer als eine halbe Wellenlänge ist, in ihrer Amplitude vermindert, und zwar um so vollkommener, je kürzer die Verbindung ist, wie das Beispiel des Paralleldrahtsystems zeigt. Dies erscheint selbstverständlich und es erübrigte sich beim Paralleldrahtsystem, dieses Resultat durch Aufstellung des Gleichungssystems mit den verschiedenen Koppplungswiderständen festzustellen.

Die Diskussion der Meßergebnisse von Figg. 8 und 9 ergibt: Bei den kleinen Frequenzen treten nun die Harmonischen der beiden Teilkreise in Erscheinung. Die kapazitiv angestoßene Grundschwingung des großen Kreises macht sich nur in der Nähe ihrer Resonanz ($\kappa_1 = 0,97$) bemerkbar. Die 1. Harmonische der Teilkreise geht bei $\kappa_2 = 0,9$ durch die Resonanz. Die letzten Bilder zeigen den Übergang zur 2. Harmonischen des großen Kreises.

IV. Zusammenfassung

Es wird eine Theorie für die Gesetzmäßigkeiten bei nichtquasistationärer Stromverteilung in linearen Leitersystemen gegeben. Bei unverzweigten Stromkreisen wird eine Zerlegung in harmonische Schwingungen vorgenommen, wobei der Begriff Harmonische für die Stromverteilung und nicht, wie sonst üblich, für den zeitlichen Verlauf des Stromes definiert wird. Mit Hilfe der Leistungsbilanz an der Leiteroberfläche wird ein lineares Gleichungssystem für die miteinander gekoppelten Amplituden der Harmonischen aufgestellt. Dabei wird der Begriff der „wirksamen“ Spannung eingeführt und der Wechselstromwiderstand einer Harmonischen sowie die Koppplungswiderstände definiert. Für den Kreis werden die Widerstände einiger Harmonischen in Abhängigkeit von der Frequenz berechnet. Zur Behandlung verzweigter Stromsysteme werden diese in Einzelstromkreise und deren Harmonische zerlegt.

Die für die experimentellen Untersuchungen benötigte Meßanordnung wird beschrieben. Die Instrumente gestatten nur eine Messung der Effektivwerte des Stromes. Durch die Aufnahme von Meßreihen in Abhängigkeit von der Frequenz wird es ermöglicht, auf Amplitude und Phase der einzelnen Harmonischen zu schließen. Die Meßergebnisse beweisen die Zweckmäßigkeit der Zerlegung in Har-

nische. Sie demonstrieren den Übergang von einer Harmonischen zur anderen und zeigen insbesondere, daß nur solche Harmonische berücksichtigt werden brauchen, welche in der Nähe ihrer geometrischen Resonanzfrequenz $\left(\omega = \frac{2\pi en}{\text{Umfang}}\right)$ schwingen.

Die vorliegende Arbeit wurde an der Drahtlostelegraphischen Versuchsstation Gräfelfing durchgeführt und ich möchte nicht versäumen, Herrn Prof. Dr. Max Dieckmann für die Anregung zur Arbeit und für die Bereitstellung seiner Laboratorien und Werkstätten bestens zu danken.

Berlin-Johannisthal.

(Eingegangen 24. November 1934)

Unstetigkeiten bei der Umelektrisierung

Von Heinz Schönfeld

(Mitteilung aus dem Institut für Schwachstromtechnik
an der Technischen Hochschule Dresden)

(Mit 2 Figuren)

Zusammenfassung

Die Unstetigkeiten bei der Umelektrisierung, die früher dem Inneren des Dielektrikums zugeschrieben wurden, sind nach neueren Versuchsergebnissen für elektrische Durchschläge durch Luft am Rande der Elektroden (Oberflächeneffekt) zu halten. Eine Anschauung über das Entstehen der Unstetigkeiten wird entwickelt, und mit dieser werden neuere und ebenso die früher mitgeteilten Erscheinungen qualitativ und zum Teil quantitativ erklärt. Obgleich in der vorliegenden Arbeit die Deutung des Effektes eine andere ist, bleiben alle bisher darüber veröffentlichten experimentellen Aussagen vollauf bestehen.

A. Die neuen, richtungweisenden Versuche

Unter dem gleichen Titel wie oben wurde unlängst berichtet¹⁾, daß die Umelektrisierung fester Isolatoren von sehr kleinen Unstetigkeiten begleitet ist. Am Schluß dieser fast ausschließlich die experimentellen Tatsachen wiedergebenden Arbeit wurden kurz zwei Möglichkeiten für das Zustandekommen der Unstetigkeiten diskutiert: 1. die Deutung als Oberflächeneffekt, 2. die Deutung als Effekt im Innern des Dielektrikums. Die Versuche schienen wesentlich mehr für die zweite Annahme zu sprechen. Insgesamt zeigten die Unstetigkeiten erstaunlich viel Analogien zum Barkhauseneffekt der Ferromagnetika.

Herr Dr. R. Tamm, Berlin, regte mich freundlicherweise an, die Unstetigkeiten eingehender auf einen Oberflächeneffekt hin zu untersuchen, da man selbst bei so niedrigen Spannungen, wie sie verwendet wurden, auf Randeffekte achten mußte. Die wesentlichsten dieser daraufhin angestellten Versuche sind die folgenden:

Versuch I: Ein dünnes Glimmerblättchen wird zwischen zwei ebene Messingelektroden von 1 cm² Fläche gepreßt und nach der in der früheren Arbeit angegebenen Methode (§ 2)²⁾ umelektrisiert. Die Wechselspannung ist so hoch, daß lautes Prasseln im Lautsprecher

1) Ann. d. Phys. [5] 19. S. 733. 1934.

2) Die im folgenden in Klammern beigefügten Angaben beziehen sich auf die frühere Arbeit a. a. O.

hörbar ist. Das Dielektrikum befindet sich in Luft. Dann wird es bei fortdauernder Umelektrisierung mit den Elektroden in Tetrachlorkohlenstoff (er ist so flüchtig, daß er sicher alle Räume zwischen den Elektroden und dem Dielektrikum ausfüllt, und besitzt außerdem eine hohe dielektrische Durchschlagsfestigkeit) getaucht. Sowie die Aufsatzstellen der Elektroden auf dem Glimmer völlig benetzt sind, hört das Prasseln auf.

Versuch II: Die gleiche Anordnung wie bei Versuch I wird verwendet, nur wird das Glimmerblättchen mit den Elektroden in ein evakuierbares Gefäß gebracht. Mit abnehmendem Luftdruck sinkt zunächst die „Einsatzspannung“ (Wechselspannung, bei der die Unstetigkeiten gerade auftreten), um dann rapid anzusteigen, so daß bei einem Druck von etwa 10^{-5} mm Hg.S. mit Spannungen von 2000 Volt überhaupt keine Unstetigkeiten mehr zu erhalten sind.

B. Die neue Vorstellung vom Entstehen der Unstetigkeiten

a) Die neue Arbeitshypothese

Den beiden Versuchen ist gemeinsam, daß die Unstetigkeiten verschwinden, wenn das Dielektrikum nicht mehr von Luft umgeben ist. Das Innere des Dielektrikums ist dabei offenbar unverändert geblieben. Die nach den früheren Versuchsergebnissen gefolgerte Annahme, daß der Sitz der Unstetigkeiten im Inneren des Dielektrikums ist, scheint somit nicht richtig zu sein. Vielmehr ist nach Aussagen der neuen Versuche die Annahme am nächstliegenden, daß die Unstetigkeiten im Luftraum, der das Dielektrikum umgibt, entstehen. Man wird daher die Unstetigkeiten für elektrische Luftdurchschläge halten müssen. Der Versuch II zeigte, daß die Einsatzspannung qualitativ in der gleichen Weise wie die Durchschlagsspannung vom Luftdruck abhängt. Diese Tatsache bekräftigt die getroffene Annahme. Versuch I läßt vermuten, daß die Durchschläge in Nähe der Elektroden erfolgen. Zusammenfassend machen die neuen Versuche die Annahme wahrscheinlich: *Die Unstetigkeiten entstehen durch elektrische Durchbrüche der Luft in Nähe der Elektroden.*

Ausgehend von dieser neuen Vorstellung sei im folgenden versucht, ein mögliches Bild über den Mechanismus der Unstetigkeiten zu geben. Dazu wird ein Teil der früheren Versuchsergebnisse unentbehrlich sein. Der andere Teil aber mag zur Nachprüfung der Folgerungen der getroffenen Anschauung benutzt werden.

b) Anwendung der neuen Arbeitshypothese

Angenommen sei die bei den praktischen Versuchen in der Benutzung von handelsüblichen Kondensatoren (§ 2) oder einzelner Glimmerblättchen (§ 10) stets vorliegende Anordnung: Eine Scheibe

des betreffenden Dielektrikums liegt zwischen zwei mehr oder weniger ebenen Elektroden, die jenes nicht völlig bis zum Rand bedecken. Bei *Erhöhung* der Elektrodenspannung U wird an der für den Luftdurchschlag am meisten begünstigten Stelle des gesamten Elektrodengebietes zuerst der Durchbruch erfolgen. Diese Stelle befindet sich bei nichtleitender Oberfläche des Dielektrikums oder bei schneller Umelektrisierung an den Elektroden, bei unsauberer — also aus mehr oder weniger schlecht leitenden Gebieten bestehender — Oberfläche an einer isolierenden Stelle. Die Wirkung ist im letzten Falle praktisch so, als reiche die Elektrode bis an jene isolierende Stelle heran. Es genügt daher, die Betrachtungen nur auf das elektrodennahe Gebiet zu beschränken. Zum schnelleren Überblicken

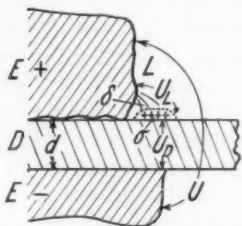


Fig. 1a. Anordnung des Dielektrikums und der Elektroden (stark vergrößert)

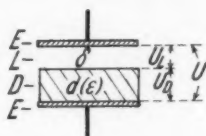


Fig. 1b. Schema einer Durchbruchstelle

des nach dem Durchschlag einsetzenden Mechanismus sei der Durchschlag an einer speziellen Stelle betrachtet, nämlich dort, wo das Dielektrikum auf der einen Seite von der Elektrode weiter bedeckt wird als auf der anderen. (Für den allgemeineren Fall ergeben sich in analoger Weise die prinzipiell gleichen Folgerungen). Fig. 1a zeigt diesen Spezialfall in starker Vergrößerung. E sind die Elektroden (mit den bestimmt vorhandenen Unebenheiten), D ist das Dielektrikum. Fig. 1b stellt das Schema der Durchbruchstelle dar: Sie gleicht einem Kondensator mit den beiden (hier eben gezeichneten) Elektroden $E-E$. Das Dielektrikum D liegt an der einen von beiden an. Vor der anderen befindet sich die Luftschicht L .

Die bei dem Durchbruch in L sich entwickelnde Townsendlawine stößt auf das Dielektrikum auf. Sie wird sich auf dessen Oberfläche nur soweit ausbreiten, als die Feldstärke dort zur Ionisierung ausreicht. Ableitungen durch geringe Oberflächenverunreinigungen (grobe Ableitefehler lagen im Experiment nie vor) sind nicht zu berücksichtigen, da der Aufprall der Lawine (und ihre Lebensdauer) sehr kurzzeitig ist. Durch die nachfolgenden Teile der

Lawine wird die Dichte σ der Oberflächenladungen vergrößert. Die Spannung U_L über dem Lawinenweg δ ist die Differenz der Elektrodenspannung U und der Spannung über dem Dielektrikum U_D . Je höher durch die nachfolgenden Teile der Lawine die Dichte σ der Oberflächenladungen wird, um so mehr steigt die Spannung U_D , während U_L immer weiter sinkt (bis zu welchem Wert sei später erörtert). Schließlich reicht U_L zur Unterhaltung des Durchschlags nicht mehr aus. Die Entladung ist bei der betreffenden Elektrodenspannung beendet. Bei weiterer Erhöhung von U wird an der nächstbegünstigten Stelle der Durchbruch entstehen usw. Wegen der Vielheit solcher für den Durchschlag günstiger Stellen im gesamten Elektrodengebiet folgt Lawine auf Lawine, und auf der Oberfläche des Dielektrikums schieben sich von den Elektroden ausgehende, mit Ladungen behaftete Gebiete vor. Jeder Durchbruch ruft einen unstetigen Ladungsstrom zu den Elektroden hervor. In den benutzten Versuchsanordnungen (§§ 2—5) ist bei jedem Durchschlag ein „Knack“ am Verstärkerausgang zu erwarten.

Von den Ladungen wurde hier angenommen, daß sie ortsgebunden auf der Oberfläche des Dielektrikums haften. Dieses Verhalten ist bekannt und tritt am augenscheinlichsten bei der Herstellung „Lichtenbergscher Figuren“ (als deren Vorstufe die vorliegenden Durchbrüche aufgefaßt werden können) durch nachträgliches Bestäuben hervor.

Wird die Elektrodenspannung nach einer vorherigen, von Durchbrüchen begleiteten Erhöhung (dadurch entstanden Ladungen σ) erniedrigt, so geschehen zunächst keine Durchbrüche, da im gesamten Luftraume des Elektrodengebietes die Spannungen U_L sich verringern. Bei weiterer Verminderung von U durchläuft U_L in den mit Ladungen behafteten Gebieten eher den Wert Null und steigt dann mit entgegengesetztem Vorzeichen wieder an als an den von σ -Ladungen freien Teilen. Die Spannung U_D ist jetzt sozusagen die treibende E.M.K. U wirkt als Gegenspannung. Schließlich wird U_L an einer am meisten begünstigten Stelle zuerst den Durchbruchswert erreichen. Die σ -Ladungen fluten in die Elektrode, von der sie ausgingen, zurück. Diese Lawine wird nur einen Teil der σ -Ladungen erfassen, da diese mehr oder weniger ortsgebunden sind. Die Spannung U_D sinkt mit Fortdauern der Lawine immer mehr, bis schließlich der Durchschlag bei der betreffenden Elektrodenspannung zum Stehen kommt. Erst bei weiterer Erniedrigung von U werden Lawinen an anderen Stellen ausgelöst usw. Endlich wird die Oberfläche mit Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens als vorher aufgeladen.

**C. Folgerungen aus der gegebenen Vorstellung,
Vergleich mit den experimentellen Aussagen**

**a) Die Spannungsabhängigkeit der Unstetigkeiten
bei langsamer Umelektrisierung**

Im folgenden sei untersucht, wie weit die Folgerungen aus der im letzten Abschnitt entwickelten neuen Vorstellung mit den früher mitgeteilten experimentellen Aussagen übereinstimmen. Hierbei sei zuerst die Spannungsabhängigkeit der Unstetigkeiten bei langsamer Umelektrisierung betrachtet, weil sie eingehend untersucht wurde (Methode IV, § 5), und offenbar am klarsten das Wesen der Unstetigkeiten erkennen läßt.

Bei Erniedrigung der Elektrodenspannung ist nach den Ausführungen des letzten Abschnittes zu erwarten, daß erst nach Durchlaufen eines gewissen Spannungsbereiches die Unstetigkeiten einsetzen. Sie werden bei weiterer Spannungserniedrigung anhalten und, sowie die Spannung konstant wird, verschwinden. Diese Erwartung steht in voller Übereinstimmung mit dem Experiment (Fig. 8).

Ferner sei der Fall betrachtet, daß die Elektrodenspannung unter dem Auftreten von Durchbrüchen bis zum Wert U_a erniedrigt und von da ab erhöht werde. Da bei der Erhöhung die Spannung U_L im Luftraum des Elektrodengebietes vorerst abnimmt, müßte diese Erhöhung — sofern sie klein ist — nicht von Unstetigkeiten begleitet sein. Wird dann die Elektrodenspannung wieder im alten Sinne weitergeändert, so steigt mit Annähern an den Wert U_a auch die Spannung U_L . Beim Erreichen von U_a ist der frühere Zustand wieder hergestellt und beim weiteren Erniedrigen der Elektrodenspannung müßte an der Stelle, an der der nächste Durchbruch erfolgt wäre, er jetzt einsetzen. Weitere Durchschläge werden folgen. Es müßte also eine „Irreversibilität der Unstetigkeiten“ bestehen. Das Experiment bestätigt diese Folgerung (§ 9, Fig. 11).

Ist im eben beschriebenen Fall die Spannungserniedrigung im rückläufigen Sinne groß genug, so sind, wie schon oben ausgeführt wurde, bei Erreichen einer bestimmten Spannung U_b , also nach Durchlaufen eines gewissen Spannungsbereiches $\Delta U_r = |U_a - U_b|$ Unstetigkeiten zu erwarten. Dies wurde auch experimentell beobachtet (§ 11, Fig. 16. ΔU_r wurde früher „reversibler Spannungsbereich“ genannt).

b) Der nicht von Unstetigkeiten begleitete Spannungsbereich ΔU_r

Das Spannungsintervall ΔU_r sei genauer betrachtet, da sich zeigen wird, daß seine Größe sich zahlenmäßig zwischen Grenzen einschließen läßt. Ferner liegt zur quantitativen Nachprüfung der

gefolgerten Beziehungen in der mit U_r eng verwandten „Einsatzspannung“ geeignetes Versuchsmaterial vor.

Die Größe des Spannungsbereiches ΔU_r ist bestimmt als diejenige Änderung der Elektrodenspannung ($|U_a - U_b|$), durch die die Spannung U_L , die zwischen den Elektroden und irgendwelchen (noch näher zu bestimmenden) σ -Ladungen liegt, von dem Wert U_{La} (Wert von U_L bei der Elektrodenspannung U_a) auf den Wert $U_L = 0$ sank, und dann im entgegengesetzten Richtungssinn bis zur Durchschlagsspannung $(-)U_{Lb}$ anstieg: $\Delta U_L = |U_{La} + U_{Lb}|$. Und zwar ist von allen verschiedenen Werten von ΔU_L , die zu den verschiedenen σ -Ladungen des Elektrodengebietes gehören, derjenige maßgebend, $(\Delta \bar{U}_L)$, für den die zugehörige Elektrodenspannungsänderung den geringsten Wert besitzt: $\Delta U_r = f(\Delta \bar{U}_L)$.

Der geringste Wert für diese Funktion, der physikalisch überhaupt möglich ist, ist im vorliegenden Fall — wie sich zeigen wird — von drei Bedingungen abhängig. Da im gesamten Elektrodengebiet eine Vielzahl von Punkten existiert, an denen Durchschläge geschehen können, so ist anzunehmen, daß es auch eine Anzahl Durchbruchstellen P gibt, bei denen diese drei Bedingungen, die für das absolute Minimum der obigen Funktion erforderlich sind, gleichzeitig erfüllt sind. Diese drei ausgezeichneten Bedingungen sind:

1. P wird eine solche Stelle sein, bei der die Elektrode auf der einen Seite das Dielektrikum weiter bedeckt als auf der anderen (vgl. Fig. 1a), da hierbei die Spannung U_L nur über dem Luftweg auf der einen Seite des Dielektrikums liegt. Die über dem Dielektrikum herrschende Spannung U_D setzt sich aus zwei Teilen zusammen: Der eine Summand rührt allein von den σ -Ladungen her (U_σ) und würde auftreten, wenn U gleich Null wäre; der andere stammt allein her von der Elektrodenspannung ($\sigma = 0$). Wir bezeichnen mit δ die Länge des gerade betrachteten Lawinenweges, mit d die Dicke und mit ϵ die Dielektrizitätskonstante des Dielektrikums. Ferner berücksichtigen wir, daß während der Änderung der Elektrodenspannung von U_a zu U_b die Dichte σ und mithin U_σ konstant geblieben sind. Dann ergibt sich, wenn nur solche Fälle, bei denen die dielektrische Leitfähigkeit die Spannung U_D bestimmt (ganz sauberes Dielektrikum oder nicht zu langsame Umelektrisierung) betrachtet werden (vgl. Fig. 1b):

$$U_a = U_{La} + U_\sigma + U_a \frac{d}{d + \epsilon \delta},$$

$$U_b = -U_{Lb} + U_\sigma + U_b \frac{d}{d + \epsilon \delta}.$$

Also:

$$(1) \quad \Delta U_r = |U_a - U_b| = |U_{La} + U_{Lb}| \left(1 + \frac{d}{\varepsilon \delta}\right).$$

2. Die Durchschlagsspannung U_{Lb} besitzt bei gegebenem Luftdruck und gegebener Temperatur einen Minimalwert, der nur von der Durchschlagslänge δ abhängt¹⁾. Dieser als Minimumspannung bekannte Wert U_{\min} hat für Luft bei Zimmertemperatur etwa die Größe²⁾ $U_{Lb} = U_{\min} = 350$ Volt. Der zugehörige Wert von δ ist dabei bei Normaldruck für ebene oder nahezu ebene Elektroden (die wir wohl hier in Näherung annehmen dürfen): $\delta = 7 \cdot 10^{-4}$ bis $8 \cdot 10^{-4}$ cm²⁾. Die Funkenstrecke an der Stelle P wird diese ausgezeichnete Länge von δ besitzen.

3. An der Stelle P wird auch die Spannung U_{La} einen Minimalwert haben. Nun ist aber:

$$U_{La} = U_a \frac{\varepsilon \delta}{d + \varepsilon \delta} - U_o.$$

Bei vorgegebenem, beliebigen U_a wird der Maximalwert von U_o offenbar von einem solchen Gebiet erreicht, bei dem der Durchschlag gerade bei der höchsten Elektrodenspannung $U = U_a$ erfolgte. U_{La} ist also diejenige Spannung über dem Lawinenweg, bei der der Durchbruch zum Stehen kam. Der genaue Wert dieser Spannung läßt sich wohl nicht ohne Zuhilfenahme des Experimentes angeben, aber er ist wenigstens ohne diese zwischen zwei Grenzen I und II einzuschließen.

I: Das Verhalten des Lawinenweges gleicht der Funkenstrecke des leuchtenden Funkens. Dann ist:

$$U_{La} \leq U_{\min}$$

mithin:

$$(2 \text{ I}) \quad \Delta U_r = U_{\min} \left(1 + \frac{d}{\varepsilon \delta}\right).$$

II: Das andere Extremum ist, daß die Lawine zum Stehen kommt, sowie U_{La} unter den Durchschlagswert U_{\min} sinkt. Möglich wäre diese Annahme wegen der geringen Größe der Lawine und ihrem kurzen Weg. Dann ist:

$$U_{La} \approx U_{\min}$$

mithin:

$$(2 \text{ II}) \quad \Delta U_r = 2 U_{\min} \left(1 + \frac{d}{\varepsilon \delta}\right).$$

Eine Übersichtsrechnung ergibt, wenn wir für die bei den früheren Versuchen verwendeten Glimmerkondensatoren annehmen,

1) Eine Unabhängigkeit von der Elektrodenform hat J. E. Almy, Phil. Mag. (6) 16. S. 456. 1908 festgestellt.

2) Vgl. etwa W. O. Schumann, Elektr. Durchbruchfeldstärke von Gasen, Springer 1923, S. 51.

daß die Dicke d des dünnsten Blättchens etwa $d = 3 \cdot 10^{-3}$ cm war (etwa diese Größe zeigte sich bei auseinandergenommenen Kondensatoren) und daß die Dielektrizitätskonstante den Mittelwert $\epsilon = 7$ besaß, und ferner die über die Ableitung gemachten Voraussetzungen zutrafen:

$$\Delta U_{rI} \approx 400 \text{ Volt}; \quad \Delta U_{rII} \approx 800 \text{ Volt}.$$

Die berechnete Größenordnung stimmt mit der der experimentell ermittelten Werte $\Delta U_r \approx 1000$ Volt (§ 11, Fig. 15) und $\Delta U_r \approx 750$ Volt (§ 11, Fig. 16) überein. Da genauere experimentelle Aussagen für die mit ΔU_r eng verwandte „Einsatzspannung“ vorliegen (§ 10), seien die weiteren Prüfungen an ihr vorgenommen.

c) Die Einsatzspannung U_e

Als Einsatzspannung U_e wurde der Effektivwert derjenigen Elektrodenwechselspannung bezeichnet, bei der die Unstetigkeiten gerade einsetzen. Da hierbei nach den Versuchen (§ 11 b, Fig. 17) die Unstetigkeiten bei Umelektrisieren mit U_e an den Spannungsextremwerten liegen, so ist nach der obigen Vorstellung:

$$U_e = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Delta U_r}{2}$$

also:

$$(3 \text{ I}) \quad U_e = \frac{U_{\min}}{2\sqrt{2}} \left(1 + \frac{d}{\epsilon \delta} \right),$$

bzw.:

$$(3 \text{ II}) \quad U_e = \frac{U_{\min}}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{d}{\epsilon \delta} \right).$$

Ob die Annäherung an den Fall I oder die an Fall II — wenigstens beim Umelektrisieren mit U_e — die bessere ist, läßt sich durch die folgende experimentelle Tatsache entscheiden: Es wurde früher (§ 2) festgestellt, daß die Unstetigkeiten bei Spannungserhöhung bei der gleichen Spannung einsetzen, wie sie auch bei Spannungserniedrigung aussetzen. Dieses Ergebnis ist nach der Vorstellung II zu erwarten, nicht aber nach der Vorstellung I. Denn nach Fall I müßten — wie man sich leicht überzeugt — die Unstetigkeiten bei einer Spannung aussetzen, die nur halb so groß ist als die Spannung, bei der sie einsetzen. Wir nehmen daher im Rahmen der gesamten entwickelten Vorstellung die Gl. 3 II als zutreffend an.

Setzen wir in dieser für die darin enthaltenen Größen Mittelwerte ein, so ergibt sich für Glimmer als Dielektrikum bei Zimmertemperatur und Normaldruck:

$$(4) U_{e \text{ Volt}} = \frac{350}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{d_{\text{cm}}}{7 \cdot 7,5 \cdot 10^{-4}} \right) = 250 + 4,8 \cdot 10^4 \cdot d = U_a + E_b \cdot d.$$

Experimentell wurde für die Abhängigkeit der Einsatzspannung von der Dicke d des Dielektrikums gefunden (§ 10b):

$$U_e = U_a + E_b \cdot d = 260 + 2,9 \cdot 10^4 \cdot d.$$

Die entwickelte Vorstellung führt also qualitativ zu dem gleichen Gesetz, das experimentell gefunden wurde. Quantitativ stimmen auch die Werte für U_a ¹⁾ überraschend gut überein²⁾, während die Größe E_b sich um über 60% zu hoch berechnet. Diese Diskrepanz berechtigt jedoch in keiner Weise dazu, als Argument gegen die Richtigkeit der entwickelten Anschauung zu dienen. Vielmehr ist das quantitative Ergebnis wohl als wesentliche Stütze der gemachten Vorstellung zu werten, die Ursache der Abweichung aber in den gemachten Vereinfachungen zu suchen. Es muß im Gegenteil eher nach der folgenden Betrachtung wundernehmen, daß die experimentell gefundene Streuung der Werte für U_e (§ 11, Fig. 13) bei Verwendung verschiedener Elektroden so verhältnismäßig klein ist. Denn Earhart³⁾ findet, daß der kritische Abstand δ , bei dem bei konstantem Druck (bei einem Druck von 250 mm Hg.S. führte er seine Messungen aus) die Minimumspannung erreicht wird, bei der Funkenstreckenordnung Spitze—Platte $2\frac{1}{2}$ mal so groß ist als unter gleichen Bedingungen für ebene Elektroden. Hiernach würde sich für E_0 der Wert $E_b = 1,9 \cdot 10^4$ Volt/cm berechnen. Da die bei den früheren Versuchen verwendeten Kupferfolien Spitzen besitzen werden, ist somit der Richtungssinn der obigen Abweichung erklärt. Neuere Versuche mit polierten Kugelelektroden zeigten tatsächlich einen höheren Wert von U_e als bei Verwendung der früher benutzten „ebenen“ Elektroden.

Die Gl. (3 II) läßt erkennen, daß die Einsatzspannung von der Höhe des Spannungsniveaus, bei dem die Umelektrisierung ausgeführt wird, unabhängig ist. Dieses Verhalten wurde experimentell festgestellt (§ 10a).

E. F. Burton⁴⁾ hat gezeigt, daß die Minimumspannung mit abnehmender Temperatur ansteigt. Damit läßt sich qualitativ die experimentell gefundene Abhängigkeit der Einsatzspannung von der Temperatur (§ 11c) erklären. Bei Burton ist der Wert von U_{\min} bei

1) Dieser Wert U_a hat nichts mit der oben verwendeten Elektroden-spannung zu tun.

2) Die wesentlichsten der in der Literatur angegebenen Werte von U_{\min} liegen bei etwa 350 Volt. Sie streuen von 327—400 Volt. Die Messungen wurden von den Verfassern bei geringen Drucken ausgeführt, nur Earhart (Phil. Mag. [6] 1. S. 147. 1901) arbeitete bei Normaldruck und sehr kleinen Funkenstrecken. Er erhielt Werte von U_{\min} von 356—400 Volt.

3) F. Earhart, Phil. Mag. [6] 18. S. 48. 1908.

4) E. F. Burton, Phil. Mag. [1] 7. S. 219. 1926.

— 100° C um 30 % höher als der Wert bei + 100°. Im gleichen Temperaturintervall ergab sich für die Einsatzspannung eine Zunahme um 50 % (§ 11, Fig. 14).

d) Sonstige Versuchsergebnisse am Glimmer

Durchschläge der betrachteten Art sind nur möglich an Dielektriken von geschichtetem Aufbau mit verschiedener elektrischer Festigkeit. Unstetigkeiten sind deshalb nicht möglich, wenn nur eine Flüssigkeit oder ein Gas sich zwischen den Elektroden befindet. Dies wurde auch experimentell festgestellt (§ 7). Bei festen Dielektriken ist die Größe der Oberfläche, sofern sie nur keinen direkten Überschlag zwischen den Elektroden gestattet, ohne Belang (Bestätigung durch das Experiment im Teil C).

Die Unstetigkeiten stellen auf Grund des entwickelten Mechanismus einen Wirkleistungsverbrauch dar. Der Verlustwinkel δ sollte also in Abhängigkeit von der Um-elektrisierungsspannung U oberhalb der Einsatzspannung ansteigen, wenn das Dielektrikum von Luft umgeben ist. Befindet es sich im Vakuum, so muß der Anstieg fehlen. Die volle Bestätigung dieser Erwartung zeigten neuere Versuche, die in Fig. 2 wieder-

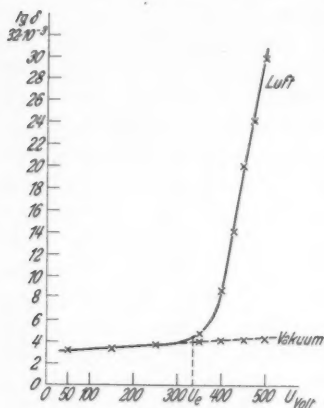


Fig. 2

gegeben sind. Verwendet wurde ein nicht vergossener Blockkondensator (Saba) von 5000 cm Kapazität. Der Verlustwinkel wurde bei 50 Hz mit der Scheringbrücke gemessen. Als Nullinstrument diente ein Vibrationsgalvanometer mit vorgeschaltetem Verstärker.¹⁾

Die Aussage neuer Versuchsergebnisse, daß die Einsatzspannung im untersuchten Bereich von 50—5 · 10⁶ Hz konstant bleibt, steht im Einklang mit der dargelegten Vorstellung.

Weiterhin wurde noch folgender neue Versuch angestellt: Kondensatoren wurden auf so hohe Spannungen aufgeladen, daß

1) Verlustwinkelkurven vom gleichen Typ veröffentlichte A. Gemant (Arch. f. El.-Techn. 23. S. 683. 1930). Er schreibt den Anstieg Ionen im Innern des Dielektrikums zu. Da in der zitierten Arbeit alle verwendeten Kondensatoren Schichtenkondensatoren sind, wäre eine Erklärung auf Grund der obigen Anschauung wohl auch möglich.

beim Umelektrisieren vor Erreichen des Spannungsdurchganges durch Null die Unstetigkeiten einsetzten. Beim Nulldurchgang wurde die Umelektrisierung unterbrochen und erst später in gleicher Richtung fortgesetzt. Bei einigen Kondensatoren traten nach einer zwischenliegenden Zeit von 14 Stunden sofort bei Fortführung der Umelektrisierung die Unstetigkeiten ein. Die σ -Ladungen müssen sich in diesem Fall 14 Std. lang unverändert erhalten haben.

Die neu entwickelte Vorstellung muß natürlich auch die am Anfang der vorliegenden Arbeit angeführten Versuche erklären können, da diese ja den Ausgangspunkt für die neue Anschauung bilden. Die Deutung des oben beschriebenen Versuches I (Verschwinden der Unstetigkeiten beim Benetzen der Elektroden) ist nach der neuen Anschauung trivial. Bei Versuch II sollte man bei Druckerniedrigung zunächst keine Änderung der Einsatzspannung erwarten, sondern nur den bei ganz geringen Drucken gefundenen rapiden Anstieg. Der Grund der beobachteten Erniedrigung von U_c ist darin zu suchen, daß der Lawinenweg δ schließlich solche große Werte annimmt, daß die Entladung um das Dielektrikum herum erfolgt.

e) Betrachtungen am Seignettesalz

Beim Seignettesalz interessiert aufs neue die Frage, ob die Unstetigkeiten einem Barkhauseneffekt zuzuordnen sind oder ebenfalls nur dem Oberflächeneffekt. Der experimentell bestimmte (§ 12) geringe Wert der Einsatzspannung bei großer Dicke der Seignettequader und die Abhängigkeit des U_c von der Temperatur ist qualitativ aus der Gl. (3 II) für den Durchschlagsmechanismus zu folgern. Denn der benutzte Quader müßte zwischen den beiden Curiepunkten bei einer angenommenen Dielektrizitätskonstante von $\epsilon = 1000$ den Wert $U_c = 360$ Volt, außerhalb der Curiepunkte ($\epsilon = 100$) den Wert $U_c = 1400$ Volt besitzen. Nicht in Einklang mit der neuen Anschauung aber steht der quantitative Befund, daß innerhalb der Curiepunkte U_c unter den Wert der Minimumspannung sinkt. Am nächstliegenden scheint die Annahme, dem Seignettesalz für diesen Temperaturbereich tatsächlich einen Barkhauseneffekt zuzuschreiben (vgl. auch die Fußnote auf S. 755). Nach den Untersuchungen (§ 12 c, Fig. 20 b) müßten dessen Unstetigkeiten wesentlich kleiner sein als die visuell beobachteten. Denn die Unstetigkeiten, die beim Durchlaufen der horizontalen Äste der Hysteresekurven auftreten, gehören sicher nicht einem etwaigen Barkhauseneffekt zu. Möglicherweise sind die geringen Werte von U_c auch auf Sekundärwirkungen von Feuchtigkeitseinflüssen, auf die das Seignettesalz stark reagiert,

zurückzuführen¹⁾. Eine Wiederholung der früheren Versuche (§ 12 b, c) wäre deshalb unter Vermeidung der nach den jetzigen Erkenntnissen störenden Nebeneffekte erwünscht.

Schlußbetrachtung

Bei allen bisher angeführten früheren und neueren Versuchen wurde eine qualitative und wo möglich auch eine quantitative Übereinstimmung der experimentellen Aussagen mit den theoretischen Folgerungen festgestellt. Als einziger der früheren Versuche ist nur der ungeklärt geblieben, der das Hochfrequenzfeld um einen umelektrisierten Seignettequader zeigte (§ 12 a). Aus diesem Versuch wurde gefolgert, daß der Sitz der Unstetigkeiten im Inneren des Dielektrikums zu suchen sei. Diese Folgerung ist wohl als Fehlschluß anzusehen. Denn, wenn unstetige Ladungsänderungen an den Elektroden entstehen, so ändert sich die Polarisierung im gesamten Dielektrikum ebenso unstetig. Das aufgenommene Hochfrequenzfeld läßt also gar keine Entscheidung zu, ob die Unstetigkeiten von den Elektroden oder ob sie von dem Inneren des Dielektrikums ausgehen.

Zusammenfassend betrachtet spricht die angestellte Nachprüfung für die Richtigkeit der neu entwickelten Vorstellung. Diese neue Deutung entstand nicht dadurch, daß auch nur eines der früheren Experimente sich als falsch erwiesen hätte, sondern daß neue Versuche mit der früher am wahrscheinlichsten dünkenden Anschauung nicht verträglich waren. Immerhin bleibt erstaunlich, daß der beobachtete Effekt, den man als Ergebnis von Durchschlägen wohl für einen wenig soliden Vorgang zu halten geneigt ist, so bewundernswert präzise vonstatten geht.

1) Eine geringe Trocknung wurde bei den Versuchen von § 12 vorgenommen; bei zu starkem Trocknen gibt das Seignettesalz sein Kristallwasser ab und zerfällt.

Berlin, November 1934.

(Eingegangen 29. November 1934)

Herstellung von dünnen Silbereinkristallen und ihre Untersuchung mit Elektronenstrahlen

Von H. Lassen und L. Brück

(Mit 6 Figuren)

Der eine von uns hat in einer früheren Arbeit¹⁾ die Strukturen von dünnen Silberfolien, die nach einem besonderen Verfahren im Hochvakuum auf Steinsalz aufgedampft waren, mit durchgehenden Elektronenstrahlen untersucht. Es ergaben sich hierbei Beugungsbilder verschiedenster Art, Debye-Scherrer-Ringe, punktförmige Interferenzen und sehr viele Zwischenstufen. Wir müssen also schließen, daß die aufgedampften Silberschichten in manchen Fällen eine völlig ungeordnete Struktur, in anderen Fällen aber Faserstruktur und Einkristallstruktur besitzen können. Das Auftreten der verschiedenen Strukturen schien rein zufällig zu sein und ließ sich zunächst nicht reproduzieren. Im folgenden soll gezeigt werden, daß man unter bestimmten Bedingungen stets eine vollkommene Einkristallstruktur der aufgedampften Silberschicht erhalten kann.

Wir beschreiben zunächst das für die Strukturuntersuchung verwendete Elektronenstrahlrohr (Fig. 1). Es besteht aus der Beobachtungskammer (10) aus Metall (Durchmesser 10 cm) und einem aufgekitteten Glasrohr (11), an dem auch der Pumpstutzen angebracht ist. 2 cm von der Glühkathode (1) entfernt sitzt auf dem Blendenrohr (2) die Anode (3). Das Blendenrohr (Länge 20 cm) hat an beiden Enden Durchbohrungen von je 0,2 mm Durchmesser, durch die der Elektronenstrahl ausgeblendet wird. Eine Reihe von Schlitzen (4) oben

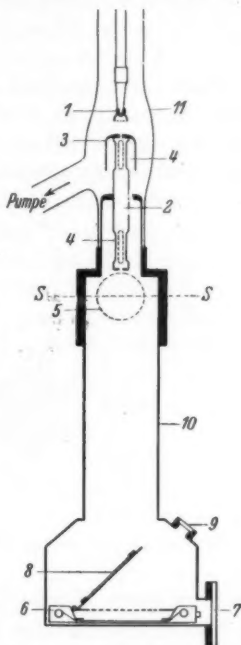


Fig. 1. Elektronenstrahlrohr für Durchstrahlung und Reflexion

1) H. Lassen, Phys. Ztschr. 35. S. 172. 1934.

und unten am Blendenrohr stellen die zum Auspumpen nötige Verbindung mit dem Inneren des Metallrohres her. Die kappenförmige Ausbildung der Anode verhindert, daß störendes Licht von außen her durch diese Schlitze ins Metallrohr hineindringt. An der Stelle des gestrichelten Kreises (5) befindet sich ein Schliffsystem, durch das der zu untersuchende Körper in das Metallrohr gebracht wird. Im unteren erweiterten Teil des Rohres ist eine Filmkassette (6), die durch eine seitliche Öffnung (7) hineingeschoben werden kann. Diese Öffnung wird durch einen Planschliff mit aufgelegter Glasplatte vakuumdicht abgeschlossen. Auf der Kassette befindet sich ein Deckel (8), der sich durch einen Schliff von außen her auf- und zuklappen läßt und auf dem ein Leuchtschirm befestigt ist. Liegt der Deckel auf der Kassette, so schließt er sie lichtdicht ab und das Interferenzbild auf dem Leuchtschirm kann durch ein Glasfenster (9) beobachtet werden. Durch einfaches Hochklappen des Leuchtschirmes kann zu jeder Zeit von dem beobachteten Bild eine photographische Aufnahme gemacht werden. Die Filmkassette ist für etwa 10 Aufnahmen von 10×10 cm eingerichtet, der Transport des Filmes geschieht ebenfalls durch einen außen angebrachten Schliff.

Fig. 2 zeigt einen senkrechten Schnitt durch das Rohr an der Stelle S.S. Durch drei ineinandergreifende Schlitze kann der zu

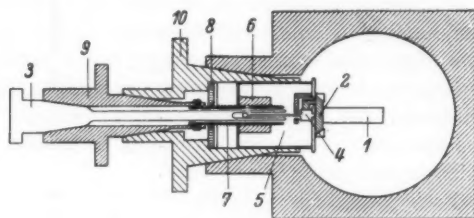


Fig. 2. Justiervorrichtung

untersuchende Körper (1) in jede beliebige Lage zum Elektronenstrahl gebracht werden. Das Probestück (1) wird auf dem Schlitten (2) befestigt, der durch den Schliff (3) über das Zahnrad (4) hin- und herbewegt werden kann. Dieser Schlitten sitzt auf der einen Grundplatte eines innen hohlen Zylinders (5). Auf der anderen Grundplatte befindet sich nach innen ein kleinerer Zylinder (6) mit Innengewinde, in das die Schraubenspindel (7) greift, die durch die beiden Scheiben (8) in einem Lager festgehalten wird. Die Spindel kann von außen durch den Schliff (9) gedreht werden und verschiebt dabei den Zylinder (5) mit dem Schlitten und Probestück in Richtung der

Schliffachse. Damit sich der Hohlzylinder nicht mitdreht, ist in ihn eine Führungsnase eingelassen (in dem Bild nicht eingezeichnet). Schließlich kann der zu untersuchende Körper noch mittels Schliff (10) um die Schliffachse um jeden beliebigen Winkel gedreht werden. Die Drehwinkel kann man an einer außen angebrachten Gradteilung (nicht eingezeichnet) ablesen. Die Anordnung gestattet also, jede Stelle des zu beobachtenden Körpers in beliebiger, ablesbarer Winkelstellung zum Elektronstrahl zu untersuchen.

Die Reflexionsbeobachtungen wurden mit diesem Rohr ausgeführt. Bei den Untersuchungen mit durchgehendem Elektronenstrahl benutzten wir ein anderes Rohr von genau derselben Bauart, aber mit kleinerem, einfacher gebautem Trägerschliff. Bei diesem Schliff fehlte der Schlitten (2), der bei der Durchstrahlung nicht unbedingt notwendig ist.

Zur Erzeugung von Elektronenstrahlen findet vielfach die Gasentladung Anwendung. Dies ist zum Teil wohl darin begründet, daß das hierfür erforderliche Vakuum von etwa 10^{-3} Tor (mm Hg) leicht zu erreichen ist. Das einwandfreie Arbeiten mit Glühelktroden erfordert dagegen ein gutes Hochvakuum. Es hat sich gezeigt, daß die von uns verwendeten Schläffe mit Fettdichtung den Anforderungen durchaus genügen. Das Rohr wurde durch eine zweistufige Stahldiffusionspumpe mit vorgeschalteter Quecksilberfalle (flüssige Luft) ausgepumpt. Das Einbringen des zu untersuchenden Körpers und Auspumpen des Rohres bis zum völlig betriebsfähigen Zustand dauerte nur wenige Minuten, wenn kein Film eingelegt war. Mit photographischem Film dauert das Auspumpen länger, weil die Filme zunächst Gas abgeben.

Die Gleichspannung von etwa 40 000 Volt (gleichgerichtete Wechselspannung) wurde mit einem elektrostatischen Voltmeter gemessen. Die Belichtungszeiten lagen bei einem Gesamtstrom von etwa 0,2 mA zwischen 10 und 30 Sek. Die Entfernung Schliffachse-Film beträgt 45,7 cm.

Zum Aufdampfen der Silberschichten wurden früher polierte Steinsalzkrystalle verwendet. Jetzt haben wir ausschließlich die natürlichen Spaltflächen genommen, da diese günstiger sind. Wir haben zunächst nach den Bedingungen gesucht, unter denen mit Sicherheit eine aufgedampfte Schicht vollkommene Einkristallstruktur besitzt. Dabei fanden wir, daß diese stets dann entsteht, wenn sich die Steinsalzplatte während des Aufdampfprozesses auf einer höheren Temperatur befindet. Wir wählten Temperaturen über 100°C und erhielten in allen Fällen vollkommene Einkristalle.

Die Untersuchung der Struktur geschah zunächst mit durch-

gehenden Elektronenstrahlen. Dazu wird die dünne Silberschicht in Wasser vom Steinsalzkristall abgelöst und auf einen Rahmen mit einer 16 mm langen und 2 mm breiten Öffnung aufgelegt. Über die Rahmenöffnung war eine äußerst dünne Zelluloidhaut ausgespannt, die das Beugungsbild nicht stört, aber das Arbeiten mit dünnen Metallfolien sehr erleichtert. Dies war hier nötig, da die Metallfolien mit Einkristallstruktur besonders leicht zerreißen.

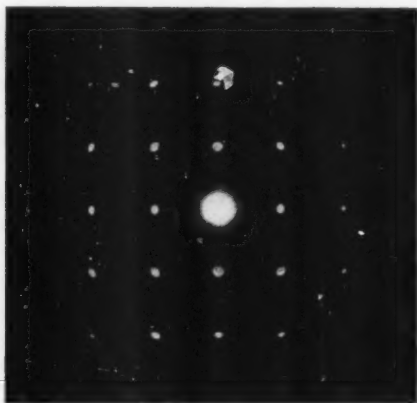


Fig. 3. Interferenzbild eines Silbereinkristalls von etwa $30\text{ m}\mu$ Dicke bei senkrechter Durchstrahlung. $\frac{1}{4}$ natürliche Größe

Fig. 3 zeigt das Interferenzbild eines nach dem angegebenen Verfahren hergestellten Silbereinkristalles von etwa $30\text{ m}\mu$ Dicke¹⁾ bei senkrechter Durchstrahlung. Verschiebt man im Elektronenstrahlrohr die Folie parallel zu sich selbst, so daß sie nach und nach über ihre ganze Länge durchleuchtet wird, so sieht man auf dem Leuchtschirm unverändert dasselbe Beugungsbild mit derselben Orientierung. Die Einkristallstruktur erstreckt sich also einheitlich durch die ganze Folie hindurch, die ganze Folie bildet einen einzigen Einkristall (Flächenausdehnung einige Quadratzentimeter). Daß die Einkristalle auch zu größeren Dicken anwachsen können zeigen Aufnahmen, die bei Schichtdicken von über $100\text{ m}\mu$ gemacht wurden. Aus den Interferenzpunkten in Fig. 3 ist zu ersehen, daß eine Würfel- fläche des Silberkristalls parallel zur Schichtoberfläche liegt. Die Punkte entsprechen Reflexionen (200, 220, 240 usw. und höhere

1) Die Dicke wurde mit einer optischen Methode bestimmt, über die später berichtet werden wird.

Ordnungen) an solchen Netzebenen, die auf dieser Würfelfläche senkrecht stehen, also annähernd parallel zum Elektronenstrahl verlaufen.

Vergleicht man die aus dem Beugungsbild unmittelbar abzulesende Orientierung des Silbereinkristalls mit der Orientierung der Steinsalzunterlage, so ergibt sich, daß die Netzebenen des auf dem Steinsalz befindlichen Silberkristalls genau parallel zu den entsprechenden Netzebenen der Steinsalzunterlage liegen. Der Steinsalkristall als Unterlage bestimmt also vollkommen die Struktur und Orientierung der aufgedampften Silberschicht, sofern seine Temperatur beim Aufdampfen genügend hoch ist. Hat die Steinsalzplatte beim Aufdampfen Zimmertemperatur, so ist der Einfluß auch vorhanden, er kommt dann aber nur in einer stark wechselnden Struktur zum Ausdruck, die jedoch immer bei der einzelnen Folie über ihre ganze Fläche die gleiche ist. Dampft man dagegen Silber direkt auf die Trägerhaut aus Zelluloid, so ergeben sich in allen Fällen reine Debye-Scherrer-Ringe, also eine völlig ungeordnete Struktur.

Wir haben weiter einen dünnen Silbereinkristall von der Steinsalzunterlage abgelöst und auf den Trägerrahmen gebracht. Dampft man auf diese Folie bei Zimmertemperatur weiter Silber auf, so wächst sie als Einkristall weiter. Auf diese Weise wurden z. B. Einkristalle nachträglich auf die doppelte und dreifache Dicke gebracht. Daß der Einfluß des Silberkristalls sich bereits bei Zimmertemperatur völlig durchsetzt, der des Steinsalzes aber erst bei höheren Temperaturen, kann vielleicht von dem beträchtlichen Unterschied der Gitterkonstanten von Steinsalz und Silber herkommen (5,628 und 4,08 ÅE).

Um die Abhängigkeit der Struktur von der Schichtdicke zu untersuchen, stellten wir durch entsprechendes Aufdampfen keilförmige Silberfolien her, deren Dicke auf einer Länge von 1–2 cm etwa von 10 bis auf 30 $m\mu$ anstieg. Bewegt man diesen Silberkeil so, daß vom dicksten Ende anfangend immer dünnere Stellen vom Elektronenstrahl getroffen werden, dann erhält man von einer bestimmten Dicke ab, die bei den einzelnen Folien verschieden ist und allgemein im Dickenbereich von 15–25 $m\mu$ liegt, eine Verbreiterung der Interferenzpunkte und einen mehr oder weniger raschen, aber stetigen Übergang zu ringförmigen Beugungsbildern. Fig. 4 zeigt ein solches Übergangsbild. Man könnte zunächst versucht sein, zu schließen, daß die aufgedampften Silberschichten bei sehr geringen Dicken eine ungeordnete Struktur haben und erst bei größeren Dicken völlige Einkristallstruktur erhalten.

Um dies nachzuprüfen, wurden sehr dünne Silberfolien auf dem Steinsalz in Reflexionsstellung untersucht. Dabei fiel der Elektronenstrahl fast streifend auf die Silberfläche. Der Steinsalzkristall war

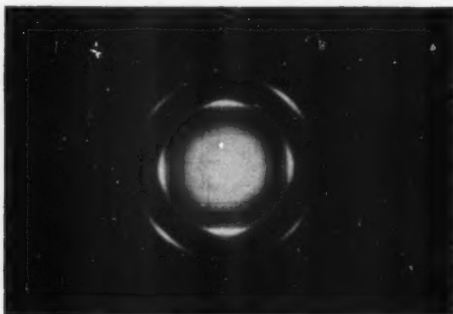


Fig. 4. Übergang der Punkte in Ringsegmente bei sehr dünnen Schichten infolge mechanischer Zerstörung der Einkristallstruktur beim Ablösen von der Unterlage. $\frac{4}{5}$ natürliche Größe

so auf dem Schlitten (2) befestigt, daß seine [100]-Richtung in die Schliffachse fiel. (001) war also die reflektierende Ebene. Fig. 5 zeigt die Reflexionsaufnahme an einer Silberschicht, deren Dicke

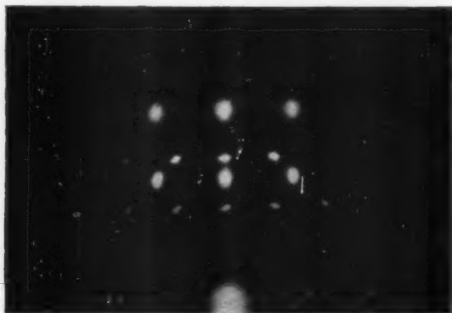


Fig. 5. Reflexionsaufnahme an der Würfelfläche einer äußerst dünnen Silberschicht auf Steinsalz. Elektronenstrahl \parallel Würfelfläche, streifender Einfall $\frac{4}{5}$ natürliche Größe

nicht mehr bestimmt werden konnte, die aber sicher weit unter $10 \text{ m}\mu$ lag. Das Silber war in der Durchsicht eben noch an der gelblichen Färbung zu erkennen. In Fig. 5 sehen wir zwei Arten von Interferenzpunkten. Die einen sind ziemlich scharf und haben

kleineren Abstand. Die genaue Ausmessung ergibt, daß sie der Reflexion am Gitter des Steinsalzkristalles entsprechen. Bei geringer Dicke der Silberschicht dringen also die Elektronenzahlen durch sie hindurch und werden am Steinsalz reflektiert. Neben der Schärfe zeichnen sich die Steinsalzinterferenzpunkte durch relativ große Intensität aus. Ohne Metallschicht geben die Steinsalzkristalle ebenfalls punktförmige Interferenzbilder, die aber dann von Kikuchilinien durchzogen sind.

Die größeren Punkte entsprechen der Reflexion an dem auf der Steinsalzplatte befindlichen Silbereinkristall. Wir sehen, daß die

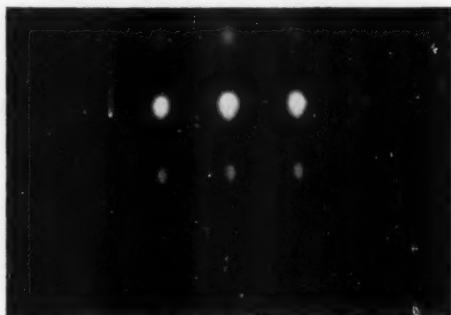


Fig. 6. Reflexionsaufnahme an einem etwa 30μ dicken Silbereinkristall auf Steinsalz. $\frac{1}{5}$ natürliche Größe

aufgedampfte Silberschicht bis zu den allergeringsten Dicken herunter vollkommen Einkristallstruktur besitzt. In Fig. 5 sieht man sehr schön die gleiche Orientierung des Silber- und Steinsalzkristalles. Bei größeren Dicken der Silberschicht verschwinden die Steinsalzinterferenzpunkte, und es bleiben nur noch die des Silbers übrig (Fig. 6). Sehr dicke, völlig undurchsichtige Silberschichten, deren Dicke nicht näher bestimmt wurde, untersuchten wir ebenfalls in Reflexion. Es ergab sich immer eine völlige Einkristallstruktur der Oberfläche, so daß man auf diese Weise durch Aufdampfen wahrscheinlich beliebig dicke Einkristalle wird herstellen können.

Vergleicht man die Reflexionsbeobachtungen mit den bei der Durchstrahlung gefundenen Übergang der Beugungspunkte in Ringe bei Schichtdicken unter 25μ , so muß man annehmen, daß beim Ablösen der Schicht vom Steinsalz wohl infolge der starken mechanischen Beanspruchung die dünnsten Stellen der Folien zerstört werden und ihre einheitliche Struktur verlieren. Die Untersuchung der vom Steinsalz abgelösten Schichten unter dem Mikroskop läßt

das gleiche schließen. Man erkennt auch im Mikroskop deutlich eine Auflockerung des Schichtgefüges an diesen dünnsten Stellen.

Die früheren¹⁾ an den noch nicht ganz einheitlichen Einkristallen erhaltenen Interferenzpunkte ließen sich schematisch in ein Flächengitterinterferenzschema einordnen. Ob es sich wirklich um Flächengitterinterferenzen handelte, ließ sich mit der damals noch unvollkommenen Apparatur nicht entscheiden. Die jetzt mit den vollkommenen Einkristallen ausgeführten Beobachtungen unter verschiedenem Neigungswinkel zwischen Folie und Strahl zeigen deutlich, daß es sich um Raumgitterinterferenzen handelt. Dreht man bei der Durchleuchtung den Silberkristall um eine senkrecht zum Strahl liegende Achse, so reflektieren jeweils diejenigen Netzebenen, die annähernd parallel zum Strahl liegen. Auf die Deutung der früher gefundenen Interferenzen als Raumgitterinterferenzen hat uns auch F. Kirchner in einer brieflichen Mitteilung hingewiesen.

Zusammenfassung

Die vorliegenden Untersuchungen zeigen, daß die Struktur der auf natürlichen Spaltflächen von Steinsalzkristallen aufgedampften Silberschichten vom Steinsalzkristall beeinflußt wird. Dieser Einfluß hängt von der Temperatur ab. Hat der Steinsalzkristall beim Aufdampfen des Silbers eine genügend hohe Temperatur, so bildet sich auf ihm ein Silbereinkristall mit gleicher Orientierung.

Eingehende Messungen auch an anderen Metallen und Kristallen sind im Gange. Über sie wird später berichtet werden. Die Untersuchungen wurden mit Unterstützung der Johann Hamspohn-Stiftung ausgeführt, der wir an dieser Stelle unseren Dank aussprechen möchten.

1) A. a. O.

Köln, Institut für technische Physik der Universität, den 6. Dezember 1934.

(Eingegangen 7. Dezember 1934)

**Zur Struktur dünner Metallschichten,
erzeugt durch Kathodenzerstäubung oder Verdampfung**

Von G. Tammann

Für die Beantwortung der Frage, ob die Metalle in den glasartig-amorphen Zustand übergeführt werden können, sind die Erfahrungen an dünnen, aufgedampften Metallspiegeln von Bedeutung. Ihr gutes Reflexionsvermögen legte die Annahme ihrer Kohärenz nahe¹⁾, dem widersprach der Umstand, daß diese Spiegel von ihrer Unterlage sich leicht abwischen lassen. Außerdem wies W. Wernicke²⁾ auf die Analogie von farbigen Ringen an den durch kathodische Zerstäubung erhaltenen Spiegeln mit den Staubringen hin, und führte sie auf Biegung des Lichtes bei der Reflexion zwischen vielen Metallkörnchen zurück.

In den letzten Jahren sind die dünnen Metallspiegel wiederum der Gegenstand vieler Untersuchungen geworden. Die Ansichten über ihre Struktur sind recht geteilt, ihre abnormen Eigenschaften wurden zum Teil auf den glasig-amorphen Zustand der Metallschichten zurückgeführt. Gerade diese Frage soll im folgenden erörtert werden.

Ein wichtiges Ergebnis der allerneuesten Zeit sei gleich anfangs vorweggenommen. Die Untersuchung der Metallspiegel, kondensiert aus Metaldämpfen an kalten Flächen, mittels Elektronenbeugung nach dem Reflexionsverfahren ergab, daß die Spiegel von Ni, Fe, Cd und Hg aus sehr kleinen Kristallkörnchen, kleiner als $1 \cdot 10^{-7}$ cm Durchmesser, bestanden, und daß ihre Gitterparameter sich von denen der kompakten Metalle nicht unterscheiden. Erwärmt man die Spiegel, so werden die Korngrenzen schärfer, das Metallkorn also größer³⁾. Röntgenometrisch wurde für die Spiegel aus: Au, Ag, Cu, Fe, Ni, Co, Cr, Pt und Pd ebenfalls ihre kristalline Natur nachgewiesen⁴⁾.

1) A. Kundt, Wied. Ann. **27**. S. 59. 1886.

2) W. Wernicke, Wied. Ann. **30**. S. 469. 1887; O. Wiener, Wied. Ann. **31**. S. 673. 1887.

3) M. Gen, I. Zelmanow u. A. Chalnukow, Phys. Ztschr. Sowietunion **4**. S. 825. 1933.

4) Die betreffende Literatur findet sich bei G. Braunsfurth, Ann. d. Phys. [5] **9**. S. 388. 1931.

Auf Grund der Erfahrungen an nichtmetallischen Stoffen kann man sich eine Vorstellung über die Differenz der Eigenschaften eines Stoffes im amorphen und im Kristallzustande machen. Überträgt man diese Erfahrungen auf Metalle, deren Eigenschaften im amorphen Zustande unbekannt sind, weil man sie bisher in diesen Zustand nicht überführen konnte, so gewinnt man eine Unterlage für die Beurteilung der Frage, ob die Eigenschaften der dünnen Metallschichten den zu erwartenden der amorphen Metalle entsprechen können oder nicht.

Für Nickelschichten, hergestellt durch Verdampfen im Vakuum und Kondensation auf kalten Glasebenen, wurde eine Dichte gefunden, welche um 20–30% kleiner ist, als die des gediegenen Nickels¹⁾. Der zu erwartende Dichteunterschied muß kleiner sein als die Differenz der Dichte des festen minus der des flüssigen Metalls beim Schmelzpunkt. Beim Schmelzpunkt wurden für Fe, Cu, Pb, Sn und Hg Dichtedifferenzen von 3–4% gefunden. Bei 20° wäre also für Ni eine Dichtedifferenz von rund 2% zu erwarten. Die kleine gefundene Dichte weist daher auf eine lockere Struktur der Schicht mit kleinen Hohlräumen. Der Wärmeinhalt eines amorphen Metalls sollte größer sein als der des kristallisierten. Für die Metallspiegel ist natürlich der Wärmeinhalt nicht bekannt. Beim einzigen Metall, dem Antimon, welches allerdings als reines Metall im amorphen Zustand ebenfalls nicht bekannt ist, aber in einer Mischung mit 5–10% SbCl_3 elektrolytisch als amorphe Masse, explosives Antimon, abgeschieden werden kann, entspricht die beim Übergang in den kristallisierten Zustand entwickelte Wärme angenähert der Schmelzwärme²⁾. Die große Umwandlungsgeschwindigkeit bei dem Übergang, welcher beim Ritzen unter Entwicklung von SbCl_3 -Rauch eintritt, verdient Beachtung. Eine noch größere Umwandlungsgeschwindigkeit wäre wohl beim Übergang eines amorphen, reinen Metalls zu erwarten.

Der spezifische elektrische Widerstand wächst in der Regel beim Schmelzpunkt auf rund das 2fache des kristallisierten Metalls an, und der Widerstand des unterkühlten, noch flüssigen Metalls wird wohl linear mit der Temperatur abnehmen. Ob nach der amorphen Erstarrung der Widerstand weiter abnimmt oder mit sinkender Temperatur anwächst, ist fraglich. Daher können aus dem Widerstand der Metallspiegel keine Schlüsse auf den Aggregatzustand der betreffenden Metalle gezogen werden.

1) R. Riedmüller, *Ann. d. Phys.* [5] **20**. S. 378. 1934.

2) E. Cohen, *Ztschr. f. phys. Chem.* **47**. S. 1. 1904.

Gefunden wurde, daß der Widerstand dünner Metallschichten mit zunehmender Dicke auf einer hyperbolischen Kurve abfällt. G. Braunsfurth¹⁾ fand für Pt- oder Sn-Schichten, daß für Dicken über 10μ der Widerstand von der Dicke fast unabhängig ist, aber größer bleibt als der des gediegenen Metalls.

Über die Änderung des Widerstandes dünner, kathodisch aufgestäubter oder aufgedampfter Metallschichten bei Temperatursteigerungen liegen mehrere Untersuchungen vor. Hier soll nur auf die Resultate der eingehenderen Untersuchungen von H. Zahn und I. Kramer²⁾ eingegangen werden. Bei Temperatursteigerung tritt in einem gewissen Temperaturintervall eine langsame Abnahme des Widerstandes ein. Diese Temperaturintervalle liegen bei den leicht schmelzenden Metallen: Zn, Cd und Sn bei etwa -100° , bei hochschmelzenden: Ni bei 60° , Fe bei 170° und Pt bei 237° .

Diese Änderung des Widerstandes darf man mit der Vereinigung und Vergrößerung der sehr kleinen Kristallkörnchen in Zusammenhang bringen, hierdurch sind nicht unerhebliche Abnahmen des Widerstandes zu erwarten. Diese Vereinigungen vollziehen sich bei den aufgezählten Temperaturen *langsam*, während der Übergang von dem amorphen in den kristallisierten Zustand sich wahrscheinlich schnell vollziehen würde, und durch Lückenbildung zwischen den Kriställchen, entstanden in einer amorphen Schicht, eine Zunahme des Widerstandes zu erwarten wäre.

Die Temperaturen, bei denen in kompakten Metallstücken nach ihrer Verformung die ersten neuen Kristallkörner auftreten, liegen allerdings um 100° höher als die, bei denen der Widerstand abnimmt. Bei den leichtschmelzenden Metallen treten die ersten neuen Körnchen unter 0° auf, im Eisen bei 300° , in Platin bei 400° , bei $\frac{1}{3}$ der absoluten Schmelztemperatur. Da aber der mikroskopische Nachweis der neuen Körner eine nicht unerhebliche Größe derselben zur Voraussetzung hat, so wäre es möglich, daß die Kornvergrößerung schon bei tieferen Temperaturen langsam beginnt.

Nach F. Kirchner³⁾ sind die Kriställchen der dünnen, aufgedampften Metallschichten häufig orientiert, auf den durch Elektroneninterferenzen erzeugten Ringen finden sich maximale Intensitäten, wie auf kaltgewalzten Metallplättchen. Die Größe der Kriställchen betrug beim Au, Bi, Sb und Fe anfangs etwa 1μ und

1) G. Braunsfurth, Ann. d. Phys. [5] 9. S. 385. 1931.

2) H. Zahn u. I. Kramer, Ztschr. f. Phys. 86. S. 473. 1933; I. Kramer, Ann. d. Phys. [5] 19. S. 37. 1934.

3) F. Kirchner, Ztschr. f. Phys. 76. S. 576. 1932.

wuchs bei weiterem Aufdampfen. Aus der Orientierung folgt, daß die Kriställchen direkt aus dem Dampf gewachsen sind.

Die dünnen metallischen Schichten sind dem Rauhreif vergleichbar, bei dem ebenfalls zwei Arten vorkommen, Reif mit regellos orientierten Kriställchen, die sich in der Luft aus unterkühlten Wassertröpfchen gebildet haben, und Sublimationsreife, mit orientierenden Eiskristallen.

Aus den Strukturuntersuchungen dünner Metallschichten folgt, daß sie durchweg, auch beim Antimon, kristallinisch sind, und daß bei der geringen Größe ihrer Teilchen, die wohl hauptsächlich aus Einkriställchen bestehen, die Zahl der Kristallisationszentren in flüssigen, unterkühlten Metallen mit der Unterkühlung stark ansteigen muß, so daß in der kurzen Zeit, in der Dampf auf der kalten Fläche sich niederschlägt, schon in je $1 \cdot 10^{-18} \text{ mm}^3$ je ein Kristallisationszentrum entsteht. Bei dieser Sachlage scheint es nicht möglich, reine Metalle in den amorphen Zustand überzuführen.

Das Antimon ist das einzige Metall, welches, wenn auch nicht in reinem Zustande, so doch bei einem Gehalt an SbCl_3 oder Sb_2Se_3 von 5—20% im amorphen Zustande beständig sein kann. Versuche, reines, flüssiges Antimon durch Abschrecken in den amorphen Zustand überzuführen, schlugen fehl, von den abgeschreckten Kügelchen bestanden auch die kleinsten, von 0,4 mm Durchmesser, aus Einkristallen¹⁾.

Beim Aufdampfen von Antimon auf Zaponlackschichten mag sich zuerst eine Lösung von Sb in Zaponlack bilden, aus der später das Sb kristallisiert²⁾.

1) G. Tammann u. W. Müller, Ztschr. f. anorg. u. allg. Chem. **221**, S. 115. 1934.

2) W. Woltersdorff, Ztschr. f. Phys. **91**, S. 235. 1934.

Göttingen.

(Eingegangen 4. Dezember 1934)

**Die Zahl der Wassertropfchen bei der Kondensation
auf verschiedenen festen Stoffen.**

Von G. Tammann und W. Boehme.

(Mit 1 Figur)

Wenn an Wasserdampf gesättigte Luft mit einem festen Stoff in Berührung kommt, dessen Temperatur ein wenig unter der der gesättigten Luft liegt, so kondensieren sich bekanntlich Tröpfchen auf der Oberfläche des festen Stoffes. Die Zahl dieser Tröpfchen unter sonst gleichen Bedingungen hängt in recht hohem Maße von der Natur des festen Stoffes ab.

Der Ort der Bildung eines Wassertropfchens auf der Oberfläche des festen Stoffes ändert sich bei wiederholter Kondensation nicht. Die Tröpfchen bilden sich also nicht in der Luft dicht über der Oberfläche und senken sich dann auf die Oberfläche, sondern die Kondensationszentren sind auf der Oberfläche selbst zu suchen. Um das zu zeigen, wurden auf einem polierten, harten Nickelplättchen Wassertropfchen erzeugt, darauf wurde das Plättchen bei 50facher Vergrößerung photographiert. Nach etwa 6 Std. wurden die Tröpfchen verdampft, darauf unter den früheren Bedingungen wieder erzeugt und an der gleichen Stelle wieder photographiert. Legt man dann die beiden Photos übereinander, so daß mehrere Marken auf ihnen übereinander fallen und durchsticht die Tröpfchen des oberen Photos mit einer Nadel, so wurden bei 500 Stichen durch die Tröpfchen des oberen Photos auch 500 Tröpfchen des unteren Photos getroffen.

Wurde dann das Plättchen 1 Stunde auf 750° im Wasserstoffstrom erhitzt und auf ihm wie zuvor wieder Tröpfchen erzeugt, so stimmten die Orte der Tröpfchen nicht mit denen vor der Erhitzung überein.

Die Zahl der Tröpfchen auf harten und weichen Metallplättchen ist nicht wesentlich verschieden. Auf einem polierten harten Nickelblech (84% Walzgrad) bildeten sich auf $0,01 \text{ mm}^2$ 120 ± 20 Tröpfchen und nach dem Erhitzen während 1 Std. auf 750° im Wasserstoffstrom entstanden 105 ± 15 Tröpfchen. Auf einem harten Silberblech (80% Walzgrad) bildeten sich auf $0,01 \text{ mm}^2$ 170 ± 15 Tröpfchen und nach dem Erhitzen des Plättchens während 1 Std. auf 200°

185 ± 20 Tröpfchen. Auf einem Goldblech wurden im harten Zustande (80% Walzgrad) auf $0,01 \text{ mm}^2$ 198 ± 10 Tröpfchen gezählt und nach 1stündigem Erhitzen auf 200° 185 ± 10 Tröpfchen. Auf den Schleifrillen der harten polierten Plättchen von Mg, Al, Zn, Fe, Ni, Sb, Cu, Ag, Au und Pt waren die Tröpfchen größer und dichter aneinander gereiht als in ihrer Umgebung, auf den weichen Plättchen traten die Schleifrillen durch eine erhöhte Zahl von Wassertröpfchen nicht mehr deutlich hervor.

Von der Orientierung der Kristallitenebene hängt die Tröpfchenzahl nicht ab, zählt man die Tröpfchen an der Grenze zweier oder mehrerer Kristallite, auf den oberen Flächen der Gußlamellen von Sn, Zn, Cd und Bi, so findet man Schwankungen, welche die der Zählungen auf ein und denselben Kristalliten nicht überschreiten. Erhitzt man ein Eisenplättchen 1 Std. lang im Wasserstoff auf 750° , so treten die Kristallitengrenzen als feine Rillen deutlich hervor. An den Stellen, an denen mehrere Rillen zusammentreffen, findet man nach der Kondensation größere Wassertröpfchen als auf der Oberfläche der Kristallite. Die erste Kondensation ist an den Stellen der größeren Tröpfchen erfolgt, und an ihnen hat man eine Anreicherung der Beimengungen anzunehmen.

Die Kondensation wurde dadurch ausgeführt, daß an Wasserdampf gesättigte Luft über ein Plättchen geleitet wurde, dessen Temperatur in der Regel 6° unter der der gesättigten Luft lag.

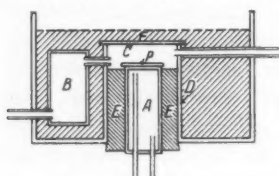


Fig. 1.
Kondensationskammer

Das zu untersuchende Plättchen wurde mittels Woodscher Legierung auf die ebene Fläche eines Kupferzylinders A (Fig. 1) gekittet. Dieser Kupferzylinder konnte durch strömendes Leitungswasser auf $12,0 \pm 0,2^\circ$ gehalten werden. Der Kupferzylinder mit der

Probe befand sich in einem Messingrohr D, das oben durch eine Glasplatte F abgeschlossen war und unten durch einen langen Gummistopfen E. In den Raum C konnte die mit Wasserdampf bei $18,0 \pm 0,2^\circ$ gesättigte Luft über die Probe P geleitet werden. Die mit Wasserdampf vorgesättigte Luft aus einem Gasometer trat zur vollständigen Sättigung in das Gefäß B, das mit feuchtem Filterpapier gefüllt war, und sättigte sich mit Wasserdampf bei der Temperatur des Wasserbades, welches die Gefäße B und C umgab. Die Kondensation des Wasserdampfes auf der Probe P wurde mikroskopisch bei 20facher Vergrößerung verfolgt. Die Strömungsgeschwindigkeit betrug $50 \text{ cm}^3/\text{min}$. Die anfängliche Tropfenbildung

konnte bei der schwachen Vergrößerung nicht verfolgt werden, aber nach 30 Sek. waren die Tröpfchen deutlich sichtbar und von 30 bis 60 Sekunden nahm nur ihre Größe, nicht aber ihre Zahl zu. Zur Zählung der Tropfen wurde nach 30 Sek. langem Durchleiten der gesättigten Luft der Luftstrom abgestellt und die Zählung ausgeführt. Während des Auszählens in 5—10 Min. änderte sich weder die Zahl noch die Größe der Tröpfchen. Die Durchmesser der Tropfen lagen zwischen 0,001 und 0,01 mm.

Die Differenz der Temperaturen der an Wasserdampf gesättigten Luft und des Plättchens ist auf die Zahl der kondensierten Tröpfchen ohne Einfluß.

Die Tropfenzahl pro 0,01 mm² auf den Oberflächen von drei Metallen, deren Temperatur $12,0 \pm 0,2^\circ$ betrug, bei einer Temperatur der an Wasserdampf gesättigten Luft

	von $18,0 \pm 0,2^\circ$	von $14,0 \pm 0,2^\circ$
Zn	498 ± 38	387 ± 55
Fe	375 ± 30	368 ± 33
Ni	133 ± 28	140 ± 330

Die Oberflächen der untersuchten Metalle waren entweder poliert auf einer Tuchscheibe mit fein verteilter Tonerde, oder die oberen Flächen von Gußlamellen. Beim Zink war die Tropfenzahl auf beiden Arten von Oberflächen angenähert dieselbe.

Die Temperatur der mit Wasserdampf gesättigten Luft betrug $18,0 \pm 0,2^\circ$ und die Temperatur der Plättchen $12,0 \pm 0,2^\circ$.

In der folgenden Tabelle sind die Mittel der Tropfenzahlen aus drei Zählungen auf verschiedenen Metallen angegeben, die Metalle sind nach der Spannungsreihe geordnet.

	Tropfenzahl pro 0,01 mm ²			Tropfenzahl pro 0,01 mm ²	
	für polierte Metalle	für Gußlamellen		für polierte Metalle	für Gußlamellen
Mg	1000 ± 110	—	Pb	—	275 ± 25
Al	620 ± 80	—	Sb	272 ± 20	—
Zn	530 ± 50	505 ± 100	Bi	—	250 ± 15
Fe	395 ± 40	—	Cu	225 ± 25	—
Cd	—	170 ± 15	Ag	170 ± 10	—
Ni	120 ± 30	—	Pt	180 ± 25	—
Sn	—	240 ± 25	Au	198 ± 18	—

Die vier unedelsten Metalle zeichnen sich durch eine besonders hohe Tropfenzahl aus, dann folgen Cd und Ni mit abnorm kleinen Tropfenzahlen und schließlich schwankt die Tropfenzahl bei den edlen Metallen um den Wert 200 auf 0,01 mm².

Bei der Kondensation auf Glas betrug die Tropfenzahl auf $0,01 \text{ mm}^2$ nur 115 ± 10 , sie war also halb so groß als auf den edlen Metallen. Auf einer gealterten Glimmerspaltlamelle betrug sie auf $0,01 \text{ mm}^2$ 175 ± 20 , während auf einer frischen gespalteten Glimmerlamelle nach der Kondensation ein zusammenhängendes Wasserhäutchen die Oberfläche bedeckte¹⁾. Zusammenhängende Flüssigkeitsschichten bildeten sich auf den Oberflächen von Glas, Zn, Fe, Cd, Ni, Sn, Sb, Bi, Ag, Pt und Au bei der Kondensation der Dämpfe von Benzol, Äthylalkohol und Tetrachlorkohlenstoff. Die Temperatur der Plättchen betrug hierbei $12,0 \pm 0,2^\circ$, die der Dämpfe $18,0 \pm 0,2^\circ$. Beim Überleiten der mit diesen Dämpfen gesättigten Luft verdicken sich die Flüssigkeitsschichten, was an der Änderung ihrer Farbe zu erkennen war. Ob sich zu Beginn der Kondensation auch hier Tröpfchen bilden, welche zu einer gleichmäßigen Schicht zusammenlaufen, oder ob die Kondensation in ihrem ersten Stadium gleichmäßig erfolgt, mag dahingestellt bleiben.

Auf den Oberflächen von Metallen sind also gewisse Orte dadurch ausgezeichnet, daß auf ihnen die Kondensation von Wasserdampf erfolgt.

Die Oberflächen der unedlen Metalle sind bedeckt von Oxydschichten, welche einige Oxydmoleküle dick sind, auf diesen Schichten lagern wie auf den Oberflächen der edlen Metalle noch adsorbierte Gasschichten. Die Kondensation der Wassertröpfchen ändert also auf Oberflächen komplizierten Aufbaus statt, auf welche die eigentliche Metalloberfläche von nur mittelbarem Einfluß ist. Immerhin liegt die Annahme nahe, daß die Kondensationsorte durch eine Anhäufung von Fremdoxyden bei den unedlen Metallen und auf eine Anhäufung von Fremdatomen bei den edlen Metallen zurückzuführen sind, diese Anhäufungen müßten weiter die adsorbierten Gasschichten so beeinflussen, daß auf ihnen Kondensationsorte entstehen.

1) G. Tammann, Ztschr. f. anorg. u. allg. Chem. **130**. S. 87. 1923.
Göttingen.

(Eingegangen 4. Dezember 1934)

**Kritische Potentiale in He, Ne und Ar
mit der Lenardschen Gegenspannungsmethode**

Von Helmut Löhner

(Mit 6 Figuren)

Inhalt: Ziel der Arbeit. — 1. Methode und Meßanordnung. — 2. Intensitätsverteilungskurven. — 3. Gegenspannungskurven in Hochvakuum. — 4. Gegenspannungskurven in He, Ne, Ar. — 5. Stoßausbeuten. — Zusammenfassung.

Ziel der Arbeit

In zwei früheren Arbeiten¹⁾ über den quantenhaften Geschwindigkeitsverlust langsamer Elektronen in verdünnten Gasen habe ich die von Lenard angegebene Gegenspannungsmethode²⁾ in zwei Richtungen weiterentwickelt. In der ersten Arbeit (im folgenden mit „Ann. I“ bezeichnet) habe ich dargestellt, wie durch geeignete (elektrostatische) Homogenisierung des Elektronenstrahls die Genauigkeit solcher Elektronenstoßmethoden erheblich gesteigert wird. In der zweiten Arbeit (im folgenden mit „Ann. II“ bezeichnet) wurde gezeigt, daß die Empfindlichkeit der Gegenspannungsmethode dadurch bedeutend erhöht wird, daß zur Messung nur solche Elektronen erfaßt werden, die einen — elastischen oder unelastischen — Zusammenstoß mit einem Gasmolekül erlitten haben und dabei aus ihrer Bahn abgelenkt worden sind.

In der vorliegenden Arbeit sind die beiden genannten Verfeinerungen der ursprünglichen Lenardschen Gegenspannungsmethode in einer Apparatur zusammengefaßt worden. Mit dieser sind dann zunächst die kritischen Potentiale von He, Ne und Ar gemessen worden. Das weitere Ziel der Messungen war dabei die Bestimmung der Stoßausbeuten, bzw. die Untersuchung der Apparatur auf ihre Brauchbarkeit für diesen Zweck.

1) H. Löhner, Ann. d. Phys. [5] 6. S. 50. 1930 (Ann. I); H. Löhner, Ann. d. Phys. [5] 9. S. 1004. 1931 (Ann. II). Vgl. auch Handbuch der Physik, 2. Aufl., XXIII, S. 65. 1933.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. [4] 8. S. 149. 1902 (vgl. auch Handbuch der Experimentalphysik).

1. Methode und Meßanordnung

An Hand der Meßanordnung Fig. 1 sei das Prinzip der Messung kurz angedeutet. Vom Glühdraht G aus werden die Elektronen mit 50–150 Volt beschleunigt gegen den umgebenden Zylinder.

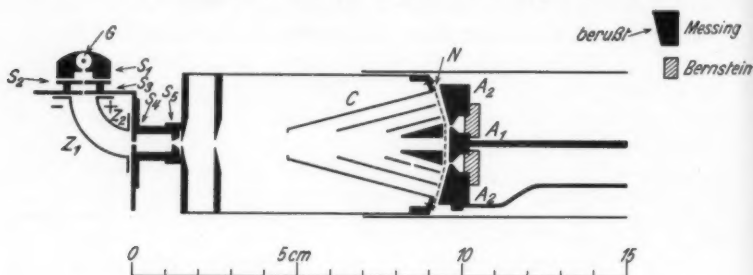


Fig. 1. Meßanordnung zur Lenardschen Gegenspannungsmethode, mit elektrischer Homogenisierung und Konussystem

Ein Teil von diesen Glühelektronen gelangt durch die Blenden S_1 – S_3 hindurch (Blendenmaße: $0,5 \cdot 4$ mm). Zwischen den Blenden S_1 und S_2 liegt aber ein Verzögerungsfeld, das die Elektronen auf die gewünschte Geschwindigkeit verlangsamt. Hinter der Blende S_3 kommen die Elektronen nun in ein elektrostatisches Feld zwischen den Zylindern Z_1 und Z_2 . Durch dieses zentral gerichtete Feld werden die Elektronen abgelenkt, und zwar bei konstantem Feld zwischen Z_1 und Z_2 verschieden stark, je nach ihrer Geschwindigkeit.

Die Glühelektronen zeigen normalerweise eine Geschwindigkeitsverteilung von etwas mehr als ein Volt. Wählen wir nun das Ablenkungspotential zwischen Z_1 und Z_2 geeignet, und wählen wir ferner die Blenden S_4 und S_5 nicht zu weit ($0,7 \cdot 4$ mm), dann erreichen wir, daß nur ein geringer Teil des Glühelektronenstrahls durch diese Blenden 4 und 5 hindurchgelangt. Die um S_4 herum aufgefangenen Elektronen sind um Bruchteile von 1 Volt zu schnell oder zu langsam, d. h. sie sind zu wenig oder zu stark abgelenkt worden.

Der durch S_4 und S_5 hindurchgehende und damit schließlich zur Messung gelangende Teil des Elektronenstrahls zeigt nur noch eine Geschwindigkeitsverteilung im Hochvakuum von etwa $\frac{2}{10}$ Volt. Die Anordnung von G bis S_5 dient also als Quelle für einen einheitlichen Elektronenstrahl bestimmter Richtung und Geschwindigkeit.

Im Hochvakuum gelangen nun die Elektronen von der Blende 5 in der Achse der weiteren Meßanordnung schließlich durch ein berußtes engmaschiges Netz N aus dünnen Golddrähten ($0,05$ mm Durchmesser, $\frac{1}{4}$ mm² Maschenweite) auf die berußte Auffängerplatte A_1 .

und von dort zum Elektrometer. Zwischen A_1 und N kann nun ein veränderliches Gegenfeld angelegt werden, das uns die Geschwindigkeit der ankommenden Elektronen zu messen gestattet.

Beindet sich nun aber in der Apparatur ein Gas von einigen ZT¹⁾ Druck, so werden die Elektronen, die dann noch durch die Blende S_0 in der Achsenrichtung hindurchgelangen zu einem großen Teil auf ihrem Weg von $S_0 - A_1$ mit Gasmolekülen zusammenstoßen (elastisch oder unelastisch), und dabei ihre Richtung mehr oder weniger ändern. Von diesen Stoßelektronen erfassen wir nun einen Teil, nämlich die Elektronen, die beim Stoß ihre Richtung um einen bestimmten Winkel ($\sim 14^\circ$) geändert haben und dadurch zwischen den Flächen des coaxialen Konussystems C hindurchgelangen. Diese wenigen, in bestimmter Richtung abgelenkten Elektronen durchsetzen das Netz N und gelangen dann auf den Auffänger A_2 und damit schließlich zum Elektrometer. Zwischen A_2 und N wird zur Bestimmung der Elektronengeschwindigkeit ein veränderliches Gegenfeld angelegt.

Mit dem Auffänger A_2 werden somit nur solche Elektronen untersucht, die ursprünglich eine genau bekannte Geschwindigkeit hatten, dann mit einem Gasmolekül einen richtungsändernden Zusammenstoß mit oder ohne Geschwindigkeitsverlust erlitten.

Von besonderem Interesse ist dabei dann nicht nur die Größe des Geschwindigkeitsverlustes, sondern das Verhältnis der Anzahl der Stoßelektronen mit Geschwindigkeitsverlust zur Gesamtzahl der Stoßelektronen, d. h. die „Stoßausbeute“.

2. Intensitätsverteilungskurven

Die Aufnahme von Geschwindigkeitsverteilungskurven oder Intensitätsverteilungskurven vor Beginn der Messungen ist von großer Wichtigkeit zur Prüfung der Homogenisierungseinrichtung selbst, sowie zur Kontrolle der gesamten Apparatur. Diese Kurven werden mit beiden Auffängern aufgenommen, vor allem aber mit Auffänger A_2 bei gasgefüllter Meßanordnung. Jede Aufladung des Auffängers durch Kriechströme, durch Diffusion von Elektronen auf anderen Wegen als über das Gegenfeld müßte sich sofort als eine Aufladung zeigen, die unabhängig ist von der Potentialdifferenz der elektrostatischen Ablenkung.

Das einwandfreie Arbeiten der Meßanordnung ist sofort zu sehen aus den in Fig. 2 dargestellten Kurven der Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von der Potentialdifferenz der elektrostatischen Ab-

1) 1 ZT = $\frac{1}{10000}$ mm Hg. Im allgemeinen wird ein Druck von 40 bis 150 ZT verwendet.

lenkung. In Fig. 2 ist diese mit Auffänger A_1 gemessene Intensitätsverteilung eines 13,8-Voltstrahls in Vakuum dargestellt, ebenso eines 11,7-Voltstrahls in 40 ZT Ne mit A_2 , eines 17,1- und 16,6-Voltstrahls in 240 ZT Ne mit A_1 bzw. A_2 gemessen. Wir sehen,

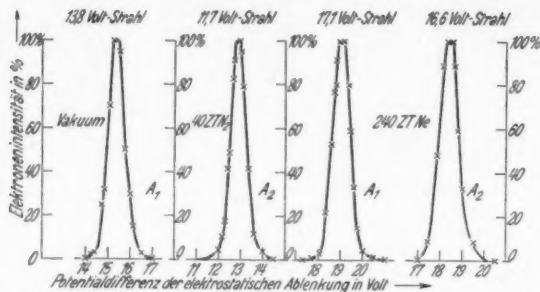


Fig. 2. Intensitätsverteilungskurven in Vakuum und in Gas mit beiden Auffängern A_1 und A_2 gemessen

daß die Intensitätsverteilung mit und ohne Gas, mit A_1 und A_2 gemessen, praktisch stets die gleiche ist. Das ist aber eine wichtige Vorbedingung für die Brauchbarkeit der späteren Gegenspannungsmessungen.

Diese Intensitätsverteilungskurven können wir auch als Geschwindigkeitsverteilungskurven des Glühelektronenstrahls vor der Homogenisierung betrachten. Aus der Potentialdifferenz der elektrostatischen Ablenkung läßt sich dann leicht die Geschwindigkeit der durch die Blenden S_4 und S_5 gelangenden Elektronen berechnen, da natürlich diese Potentialdifferenz zur Geschwindigkeit des Elektrons bei apparativ vorgeschriebener Bahn des Elektrons in bestimmtem Verhältnis stehen muß (hier etwa 9 zu 10). Man sieht aus den Kurven, daß etwa 80% der Glühelektronen innerhalb 1 Volt verteilt sind, 50% innerhalb 0,7 Volt. Dieselbe Anordnung, die hier zum Homogenisieren eines Elektronenstrahls dient, kann man also auch zum Analysieren eines Elektronenstrahls verwenden.

3. Gegenspannungskurven im Hochvakuum

Die mit Auffänger A_1 im Hochvakuum gemessenen Gegenspannungskurven zeigen deutlich die erreichte Homogenisierung des Elektronenstrahls (80% der Gesamtintensität innerhalb 0,15 bis 0,3 Volt). Ferner sind diese Gegenspannungskurven im Vakuum wichtig zur Untersuchung der berußten Auffänger A_1 und A_2 , sowie der berußten Golddrähte des Netzes N auf ihre Fähigkeit, die auftreffenden Elektronen festzuhalten. Jede restliche Reflexion an den

Auffängern oder den sonstigen Teilen der Meßanordnung, z. B. an den Blenden oder Netz N , müßte sofort den glatten Verlauf der Gegenspannungskurve im Vakuum stören.

Im Hochvakuum durchsetzen die Elektronen des homogenisierten Strahls das Gegenfeld mit einheitlicher Geschwindigkeit. Wird die Gegenspannung langsam erhöht, so bleibt die mit A_1 aufgefangene Elektronenintensität solange konstant (also gleich 100% der Intensität bei Gegenfeld 0-Volt) bis das Gegenfeld genau so groß ist

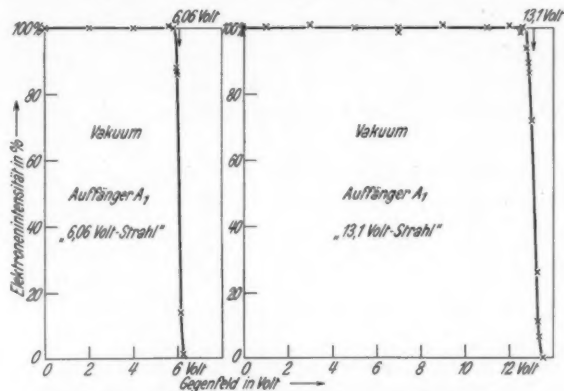


Fig. 3. Gegenspannungskurven im Hochvakuum

wie die Voltgeschwindigkeit des Elektronenstrahls. Bei weiterer Steigerung wird die mit A_1 aufgefangene Intensität gleich Null, d. h. die Elektronen können das Gegenfeld nicht mehr überwinden.

Der glatte Verlauf der in Fig. 3 dargestellten Gegenspannungskurven im Vakuum zeigt ferner, daß bei diesen niederen Elektronengeschwindigkeiten (bis zu 25 Volt) die berußten Metallplatten die auftreffenden Elektronen genau so festhalten wie die früher verwendeten „Faraday-Käfige“.

Auch ein eventueller „Durchgriff“ des Gegenfeldes durch das Netz hätte sich in einer Störung des glatten Verlaufs dieser Gegenspannungskurve bemerkbar machen müssen. E. Meinel hat im Zusammenhang mit vorliegenden Untersuchungen in einer noch unveröffentlichten Diplomarbeit¹⁾ eingehend den elektrostatischen Durchgriff durch solche Netze, Gitter und Doppelgitter experimentell untersucht und dabei die günstigsten Abmessungen eines Netzes für das Gegenfeld gezeigt.

1) E. Meinel, Diplomarbeit (T. H. Danzig 1930): Elektrischer Durchgriff durch Gitter und Netze.

Die in den beruhten Oberflächen der Meßanordnung, vor allem an den beruhten Flächen des Konussystems adsorbierten Luftmengen hätten ebenfalls die vorliegenden Messungen beeinträchtigen können.

Aber auch diese Befürchtungen waren unbegründet, wie die Ergebnisse der experimentellen Untersuchung von R. Behne¹⁾ über die Entgasung von beruhten Metalloberflächen bewiesen, wenn die Apparatur nie länger als 10–20 Min. dem normalen Luftdruck ausgesetzt war (z. B. beim Einziehen eines Glühdrahtes).

4. Gegenspannungskurven in He, Ne und Ar

In den Figg. 4, 5 und 6 sind nun Gegenspannungskurven gezeichnet, wie man sie mit dem in Fig. 1 dargestellten Gerät in He, Ne und Ar bei einem Druck von etwa 100 ZT mit Auffänger A_2 mißt.

Die zur Messung gelangenden Elektronen sind nur solche Elektronen, die mit einem Gasmolekül zusammengestoßen sind, und

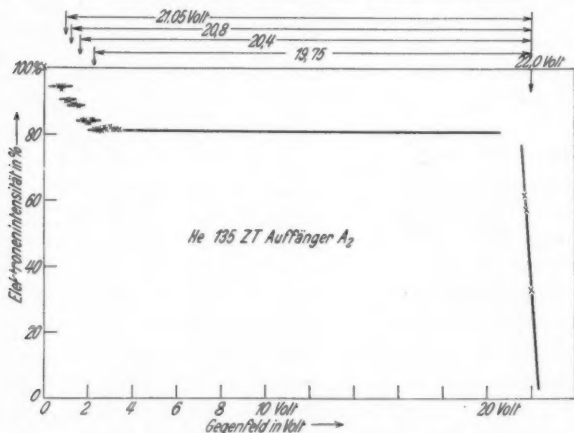


Fig. 4. Gegenspannungskurve in Helium

dabei so aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt worden sind, daß sie gerade zwischen den Konusflächen hindurch zum Auffänger A_2 gelangen. Ein Teil dieser Stoßelektronen hat nun bei dem Zusammenstoß mit dem Molekül einen quantenhaften Geschwindigkeitsverlust erlitten. War z. B. bei einer ursprünglichen Geschwindigkeit von 20 Volt dieser Geschwindigkeitsverlust 16 Volt groß, so

1) R. Behne, Diplomarbeit (T. H. Danzig 1931): Untersuchungen über die Gasabgabe beruhter Messingplatten mit dem Quarzfadenmanometer. Auszugsweise veröffentlicht in Ann. d. Phys. [5] 22. S. 92. 1935.

ist die Restgeschwindigkeit dieses Teils der Elektronen nur noch 4 Volt. Die Elektronen, die dann auf A_2 gelangen, haben also z. T. noch 20 Volt Geschwindigkeit (elastischer Stoß) und z. T. nur

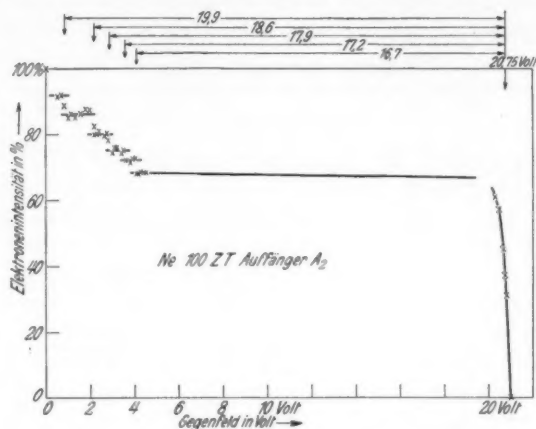


Fig. 5. Gegenspannungskurve in Neon

noch 4 Volt Geschwindigkeit (unelastischer Stoß). Steigern wir nun das Gegenfeld zwischen A_2 und N, so bleibt die Elektronenintensität konstant von 0 bis 4 Volt, sinkt bei 4 Volt um die Summe der 4-Voltelektronen, bleibt weiter konstant bis zu 20 Volt, um dort im Endabfall auf 0 herabzusinken. Der Abstand zwischen der ersten „Stufe“ bei 4 Volt und der „Endstufe“ bei 20 Volt — die „Stufenlänge“ — ist demnach der „Geschwindigkeitsverlust“ dieses Teils der Elektronen. Die „Stufenhöhe“ ist dabei ein Maß für die Zahl der unelastischen Stöße, also für die Stoßausbeute.

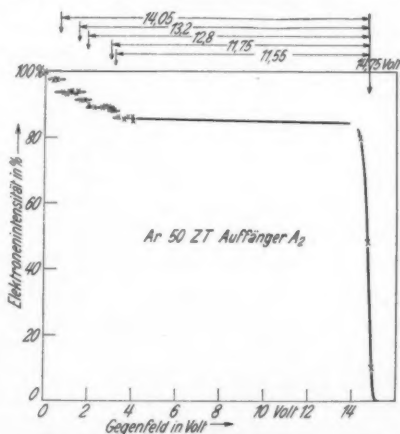


Fig. 6. Gegenspannungskurve in Argon

In der folgenden Tabelle sind nun die in mehreren Kurven gemessenen Geschwindigkeitsverluste zusammengestellt. Zum Ver-

gleich sind die laut „Handbuch der Physik“¹⁾ bekannten kritischen Potentiale in besonderer Spalte dazugefügt. Die Genauigkeit der angegebenen Meßwerte beträgt etwa $\pm 0,1$ Volt. Zum Vergleich der Häufigkeit der einzelnen Geschwindigkeitsverluste sind die gemessenen Stufenhöhen in Prozent mit angegeben.

Kritische Potentiale in Volt

Helium				Neon			
Löhner		bekannt ¹⁾		Löhner		bekannt ¹⁾	
		beob.	ber.			beob.	ber.
19,75	3,0 %	19,6—19,77	19,77 (19,72)	16,6	3,3 %	16,65	16,54—16,8
20,5	4,5	20,55	20,55 (20,51)	17,1	1,5	—	—
20,8	0,8	—	—	17,75	3	—	—
21,1	4	21,2	21,12	18,55	6	18,45	18,3—18,9
				19,7	4	—	—

Argon			
Löhner		bekannt ¹⁾	
		beob.	ber.
11,55	2,4 %	11,5	11,49 11,58
11,75	0,9		11,66 11,78
12,8	2,4		12,7 —13,3
13,2	2,2		12,7 —13,3
14,05	3,8		14,1 —14,3
(14,7)		14,5 —14,7	14,0 —14,9

Die Zusammenstellung der vorliegenden Messungen mit den bereits bekannten Potentialen in den drei Edelgasen zeigt, daß von 15 gemessenen kritischen Potentialen 11 Potentiale in bester Übereinstimmung sind mit früheren Beobachtungen²⁾. Nur in Ne, das sonst wenig untersucht worden ist, ergeben sich zu den zwei bekannten Potentialen bei 16,6 und 18,5 Volt noch drei weitere, bisher unbekannte Potentiale von 17,1, 17,75 und 19,7 Volt (die 17,1 Voltstufe ist allerdings sehr niedrig). In den Heliumkurven zeigt sich zwischen den bekannten Potentialen 20,5 und 21,1 Volt eine weitere, aber nur sehr schwache Stufe bei 20,8 Volt.

Bei der Messung in Argon ist neu die Trennung der beiden ersten Potentiale bei 11,55 und 11,75 Volt. Diese Trennung war

1) Handbuch der Physik, 2. Aufl., B. XXIII/1. S. 105. 1933. Zusammenstellung von Beobachtungen von Frank u. Hertz, Dymond, Bartels, Gliwitsky, Kloppers, Dejardin, Schulze, sowie Berechnungen aus optischen Daten.

2) Handbuch d. Physik XXIII, 1. S. 105.

nur möglich geworden durch die weitgehende Homogenisierung des verwendeten Elektronenstrahls. Die getrennte Messung ist vor allem deswegen interessant, weil sie einen Vergleich der Stoßausbeuten der beiden ersten Potentiale gestattet. Zugleich zeigt uns aber diese Trennung der beiden nahe benachbarten Potentiale deutlich die Genauigkeit und Empfindlichkeit des zu den Messungen verwendeten Geräts.

5. Stoßausbeuten

Die Höhe der einzelnen Stufen gibt an, wieviel von all den Elektronen, die bei Gegenfeld O auf den Auffänger A_2 gelangen, einen bestimmten Geschwindigkeitsverlust erlitten haben. Da auf den Auffänger A_2 aber nur solche Elektronen gelangen, die mit einem Gasatom zusammengestoßen sind, so gibt die Stufenhöhe an, wieviel von den Stoßelektronen beim Stoß einen bestimmten, quantenhaften Geschwindigkeitsverlust erlitten haben. Die Stufenhöhe ist so ein Maß für die Stoßausbeute oder die Bremswahrscheinlichkeit.

Allerdings ist dabei folgendes zu berücksichtigen. Die Elektronen müssen nach ihrem Zusammenstoß mit dem Gasatom bis zum Auffänger A_2 noch einen erheblichen Weg zurücklegen (je nach der Stoßstelle 2,5—6 cm, vgl. Fig. 1). Auf diesem Weg unterliegen diese Elektronen aber immer noch der „Wirkung“ der Gasatome, und zwar um so mehr, je größer der Wirkungsquerschnitt des betreffenden Gases bei den einzelnen Elektronengeschwindigkeiten ist.

Die gemessenen Stufenkurven enthalten nun gerade Elektronen sehr verschiedener Geschwindigkeiten, gegen die die Wirkungsquerschnitte der Edelgase stark verschieden sind. Z. B. ist der $Q_{\text{Wirk.}}^1$ von Argon gegen 14,75 Volt-Elektronen $78 \text{ cm}^2/\text{cm}^2$, gegen 0,7 bis 3,2 Volt-Elektronen aber nur $3,5\text{—}10 \text{ cm}^2/\text{cm}^2$. In Helium und Neon sind die Wirkungsquerschnitte gegen die gebremsten und ungebremsten Elektronen nicht so stark verschieden. Die Verschiedenheit der Wirkungsquerschnitte ist zur näherungsweisen Berechnung der Stoßausbeute berücksichtigt worden durch die übliche Wirkungsquerschnittsberechnung: $I_1 = I_0 \cdot e^{-Q_{\text{Wirk.}} \cdot p \cdot l}$.

Wir erhalten somit aus den Stufenhöhen der Gegenspannungskurven das Verhältnis der Anzahl der Elektronen, die mit einem Geschwindigkeitsverlust unter einem bestimmten Winkel reflektiert wurden, zur Gesamtzahl der Elektronen, die mit oder ohne Geschwindigkeitsverlust unter diesem (apparativ bedingten) Winkel reflektiert wurden.

1) C. Ramsauer u. R. Kollath, Ann. d. Phys. [5] **3**. S. 536. 1929; E. Brüche, Ann. d. Phys. [4] **84**. S. 279. 1927.

Das bedeutet aber, daß wir aus Stufenhöhen und Wirkungsquerschnitt die Wahrscheinlichkeit eines Geschwindigkeitsverlustes bei einer Reflexion unter einem Winkel von etwa 14° berechnen können.

Wäre das Verhältnis der unelastischen zur elastischen Reflexion für alle Reflexionswinkel gleich, so hätten wir damit die Stoßausbeute selbst gewonnen. Die Winkelverteilung dieses Verhältnisses ist aber sicher nicht gleichmäßig. Es kann nur angenommen werden, daß wenigstens größenordnungsmäßig diese Winkelverteilung von $\frac{I_{\text{unel. Refl.}}}{I_{\text{el. Refl.}}}$ gleichmäßig ist.

In der folgenden Tabelle sind die Stoßausbeuten für die einzelnen kritischen Potentiale angegeben unter der Annahme der gleichmäßigen Winkelverteilung des Verhältnisses der unelastisch reflektierten Elektronenmenge zur gesamten reflektierten Elektronenmenge.

Stoßausbeuten in He, Ne, Ar

Helium: 22,0 Volt-Elekt.		Neon: 20,7 Volt-Elekt.		Argon: 14,75 Volt-Elekt.	
krit. Potential	Stoßausb.	krit. Potential	Stoßausb.	krit. Potential	Stoßausb.
19,75 Volt	4,5 %	16,6 Volt	3 %	11,55 Volt	0,9 %
20,5 "	6,6	17,1 "	1,4	11,75 "	0,3 ₃
20,8 "	1	17,75 "	2,7	12,8 "	0,9
21,1 "	6	18,55 "	5,4	13,2 "	0,8
		19,7 "	3,4	14,05 "	1,3
				(14,7 ")	—
$\Sigma W = 18,1 \%$		$\Sigma W = 15,9 \%$		$\Sigma W = 4,2_3 \%$	

Zu dieser Tabelle der Stoßausbeuten sei nur kurz bemerkt, daß die Gesamt-Stoßausbeute für Argon, die sich hier zu $4,2\%$ ergibt, in einer früheren Untersuchung (Ann. I) für 13,8 Volt-Elektronen sich zu 22% ergeben hatte unter der Annahme der gleichmäßigen Winkelverteilung der unelastischen Reflexion vom Reflexionswinkel 0° aus berechnet¹⁾ (eine Annahme, die sicher viel weniger erfüllt ist, als die Annahme der gleichmäßigen Winkelverteilung des Verhältnisses der unelastischen zur gesamten Reflexion).

Zusammenfassung

1. Die früher entwickelten einzelnen Verfeinerungen der Lenard-schen Gegenspannungsmethode — elektrostatische Homogenisierung

1) Unter denselben Annahmen wurde in Ann. I z. B. für ein 4,2 Volt-Potential in H_2 eine Ausbeute von 60% errechnet. Nach Messungen mit Apparat V in H_2 ergibt sich dasselbe Potential von 4,2 Volt mit einer Stoßausbeute von etwa 3% .

des Elektronenstrahls (Ann. I) und „zwei Auffänger-Apparatur“ mit koaxialem Zylindersystem (Ann. II) werden in eine Apparatur zusammengefaßt.

2. Die Leistungsfähigkeit dieser Apparatur wird durch Messungen in He, Ne und Ar gezeigt.

3. Die Messungen in He ergeben bei den drei kritischen Potentialen 19,75, 20,5 und 21,1 Volt beste Übereinstimmung mit den bisher beobachteten und berechneten Potentialen. Dazu ergeben die Messungen noch ein bisher unbekanntes kritisches Potential von 20,8 Volt, allerdings von relativ geringer Stoßausbeute.

4. Die Messungen in Ne ergeben bei den zwei Potentialen 16,6 und 18,5 Volt ebenfalls gute Übereinstimmung mit Bekanntem. Dagegen treten nun bei den vorliegenden Messungen drei weitere kritische Potentiale von 17,1, 17,75 und 19,7 Volt auf, deren Stoßausbeuten zum Teil nur wenig kleiner sind als die Ausbeuten der benachbarten bekannten Potentiale.

5. Die Messungen in Ar bringen bei allen sechs Potentialen: 11,55, 11,75, 12,8, 13,2, 14,05 und 14,7 Volt sehr gute Übereinstimmung mit den bereits bekannten beobachteten und berechneten Werten.

6. Durch die weitgehende Homogenisierung des Elektronenstrahls ist es zum ersten Male gelungen, die beiden dicht benachbarten niedersten Anregungspotentiale in Ar zu 11,55 und 11,75 Volt getrennt zu messen. (Die Stoßausbeuten dieser beiden Potentiale verhalten sich nach den vorliegenden Messungen etwa wie 3 zu 1.)

7. Aus den Stufenhöhen der Gegenspannungskurven werden die Stoßausbeuten der einzelnen Potentiale unter der vereinfachenden Annahme berechnet, daß die Winkelverteilung des Verhältnisses der unelastischen zur gesamten Reflexion eine gleichmäßige ist.

Dabei ergibt sich die Stoßausbeute der einzelnen Potentiale in He zu 1—6,6%, in Ne zu 1,4—5,4% und in Ar zu 0,3₃—1,3%.

Berlin-Lichterfelde W, Feuerwerkerschule, 1. November 1934.

(Eingegangen 14. Dezember 1934)

Zur Gasabgabe berufter Metallflächen im Vakuum

Von R. Behne und H. Löhner

(Mit 4 Figuren)

Inhalt: 1. Ziel der Untersuchungen. — 2. Methode und Meßanordnung. — 3. Meßergebnisse: a) Dauer der Entgasung; b) Druckgefälle an einer Platte; c) Dauer der Adsorption; d) Adsorption bei 0,1 mm Hg Luftdruck. — 4. Zusammenfassung.

1. Ziel der Untersuchungen

Bei experimentellen Untersuchungen mit freien Elektronen in verdünnten Gasen — z. B. Messung von Wirkungsquerschnitt, Ablenkungsquerschnitt oder kritischen Potentialen — müssen häufig Apparaturteile beruht werden zur Verhinderung von Elektronenreflexionen. Dabei könnten die im Vakuum aus dem Ruß austretenden adsorbierten Gase und Dämpfe eventuell die Messungen beeinflussen. Das Ziel der vorliegenden Untersuchung war daher, experimentell zur Klärung der Frage nach der Gasabgabe solcher Rußschichten auf Metallplatten beizutragen. Die Meßanordnung wurde dabei so gewählt, daß sie möglichst den apparativen Verhältnissen der Elektronenarbeiten¹⁾ selbst entsprach.

2. Methode und Meßanordnung

Auf die Gasabgabe von Rußschichten auf Metallplatten im Vakuum sollte aus dem Gasdruck in verschiedenen Abständen von einer Platte oder zwischen zwei Platten nach verschiedenen Pumpzeiten geschlossen werden. Zu diesem Zweck wurde die Anordnung so gewählt, daß sich in einem geschlossenen Gefäß zwei Messingplatten *P* in meßbarem Abstand genau parallel gegenüberstehen. Der Plattenabstand ist durch Parallelverschiebung zu verändern.

Als Druckmeßinstrument wurde ein Quarzfadenmanometer mit bifilarer Aufhängung so in die Meßanordnung eingefügt, daß der „Meßfaden“ *F*, der erheblich dicker war als die zwei „Aufhängefäden“, genau in einer Parallelebene zu den Platten *P* schwingen mußte. Im

1) Z. B. H. Löhner, Ann. d. Phys. 9. S. 1011. 1931 u. H. Löhner, Ann. d. Phys., dieses Heft oder R. Kollath, Ann. d. Phys. 87. S. 259. 1928.

Punkt *A* des Meßfadens war ein kleines Eisenstückchen befestigt, um das Fadenmanometer von außen durch einen Magneten in Schwingung zu versetzen.

Beobachtet wird nun die Zeit *t*, in der die Schwingungsweite infolge der Reibung im Gas genau auf die Hälfte zurückgeht. Dann ist nach Haber und Kerschbaum¹⁾

$$t = \frac{b}{p \cdot \sqrt{M + a}}.$$

p ist der zu messende Druck und *M* das Molekulargewicht des Gases, *a* und *b* sind Konstanten, die von der Elastizität und der Dicke der Quarzfäden abhängen. Zur genauen Beobachtung wird das Quarzfadenende *F* durch die beiden Glasfenster *G* mit 12facher Vergrößerung auf eine weiße Wand projiziert.

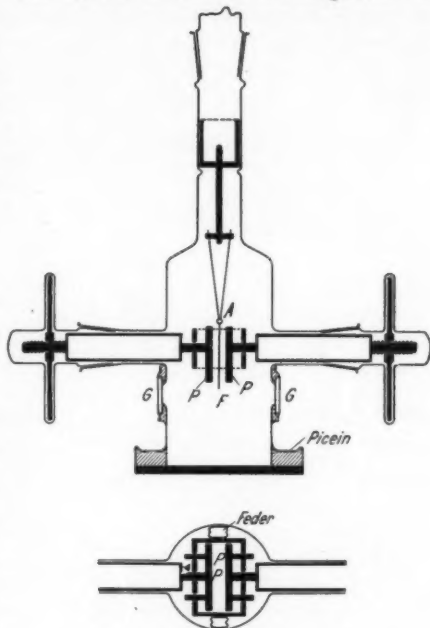


Fig. 1. Meßanordnung

3. Meßergebnisse

Das Quarzfadenmanometer wurde durch mehrere Meßreihen mit Luft von $1 \cdot 10^{-4}$ – $25 \cdot 10^{-4}$ mm Hg durch Vergleich mit einem Vakuummeter nach MacLeod geeicht. Zur Ausschaltung der Hg-Dämpfe wurde ein Kühlgefäß zwischen Hg-Pumpe und Meßgefäß eingeschaltet. Als Kontrollmessung ließ sich nun leicht der Hg-Dampfdruck in ungekühlter Apparatur bestimmen. Während das MacLeod-Vakuummeter einen Druck von etwa 10^{-6} mm Hg anzeigte, ergab das Quarzfadenmanometer einen Hg-Dampfdruck von $13,2 \cdot 10^{-4}$ mm Hg, was etwa dem Hg-Dampfdruck bei Zimmertemperatur entspricht. Die nun folgenden Messungen erfolgten stets bei Kühlung mit flüssiger Luft und dauernd arbeitender Hg-Diffusionspumpe und bei einem Druck in der Vakuumapparatur, der — nach den Messungen mit dem MacLeod-Manometer — stets unter 10^{-5} mm Hg lag.

1) Haber u. Kerschbaum, Ztschr. f. Elektroch. 1914. S. 296.

a) Dauer der Entgasung

Zunächst wurden Messungen vorgenommen, die zeigen sollten, wie lange die Gasabgabe frisch berußter oder blanker „gesättigter“ Metallplatten andauert. Zu diesem Zweck wurde der zwischen den

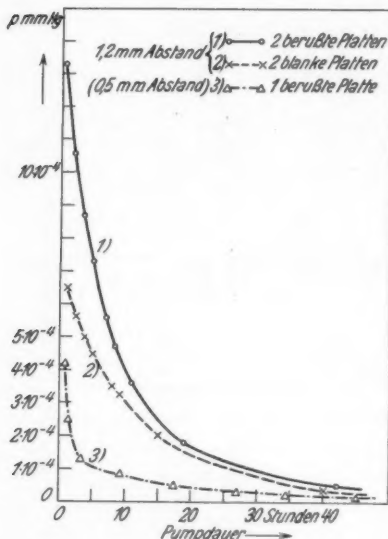


Fig. 2. Langsame Entgasung frisch berußter und unberußter Messingplatten

Platten herrschende Druck 2 Tage lang verfolgt bei dauernd arbeitender Pumpe. Der Plattenabstand betrug dabei 1,2 mm. Ferner wurde der Gasdruck an einer berußten Platte allein in 0,5 mm Abstand gemessen (die zweite, unberußte Platte war dabei 2 cm zurückgeschraubt). Das Ergebnis dieser Messung ist in Fig. 2 dargestellt.

Die Kurven in Fig. 2 zeigen klar, daß der Druck dicht an einer berußten Metallfläche, der eine Stunde nach Pumpbeginn noch $4,2 \cdot 10^{-4}$ mm Hg betrug, nach 6 Std. unter $1 \cdot 10^{-4}$ mm Hg herabgesunken war und nach etwa 2 Tagen nur noch $1 \cdot 10^{-5}$ mm Hg beträgt.

Die Entgasung der dicht zusammengedrängten Metall-

platten geht erheblich langsamer vor sich. Bei berußten Platten sinkt der Druck von etwa $14 \cdot 10^{-4}$ mm Hg nach 30 Std. unter $1 \cdot 10^{-4}$ mm Hg und bei unberußten Platten von etwa $7 \cdot 10^{-4}$ mm Hg nach 26 Std. unter $1 \cdot 10^{-4}$ mm Hg.

b) Druckgefälle an einer Platte

Drei weitere Meßreihen zeigen den Gasdruck an einer berußten Metallplatte in verschiedenen Entfernungen von der Platte (0,5 bis 3,5 mm).

In Fig. 3 sind diese 3 Meßreihen dargestellt. Nach diesen Messungen liegt der Hauptdruckabfall bis zu einer Entfernung von etwa $1\frac{1}{2}$ mm von der Platte. Von 2—3,5 mm zeigt sich nur noch ein sehr geringer Druckabfall. Die Messungen wurden nach drei verschiedenen Pumpzeiten durchgeführt, nach $\frac{1}{2}$ Std., nach 5 Std. und nach 10 Std. Pumparbeit.

c) Dauer der Adsorption

Da bei Elektronenarbeiten häufig Apparaturteile ausgebeßert oder ergänzt werden müssen, war von ganz besonderem Interesse die Klärung der Frage, ob die Adsorption von Luft unter 1 Atmosphäre sehr rasch erfolgt oder ob längere Zeit vergeht bis die Rußschicht gesättigt ist. Zu diesem Zwecke wurde eine berußte

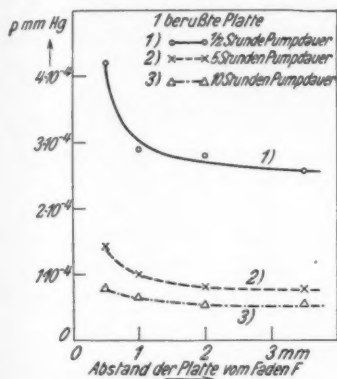


Fig. 3. Der Druck in verschiedenen Abständen von einer Platte

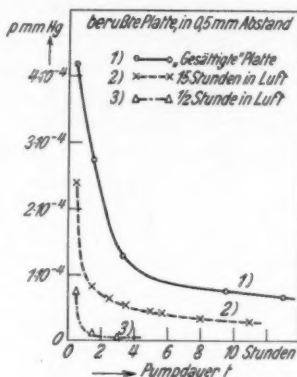


Fig. 4. Verschiedene Adsorptionszeiten

Platte, die im Vakuum keine Gasabgabe mehr zeigte, zuerst $\frac{1}{2}$ Std., später 15 Std. und schließlich mehrere Tage der Luft unter einem Druck von einer Atmosphäre ausgesetzt. Dann wurde die Platte jeweils wieder in Vakuum gebracht und der Druck in 0,5 mm Abstand 13 Std. lang verfolgt. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Fig. 4 dargestellt.

Kurve I zeigt die Gasabgabe einer berußten Platte, die sich mehrere Tage in freier Luft befand, deren Rußschicht also mit Luft sicher gesättigt war. Nach einer Pumpdauer von 5–6 Std. ist die Gasabgabe dieser gesättigten Rußschicht so gering geworden, daß der Druck in 0,5 mm Abstand von der Rußschicht weniger als $1 \cdot 10^{-4}$ mm Hg betrug.

Kurve II stellt die Gasabgabe einer berußten Platte dar, die sich 15 Std. in freier Luft befand. Man sieht, daß nun bei dieser Platte der Druck in 0,5 mm Abstand nach 1 Std. bereits unter $1 \cdot 10^{-4}$ mm Hg gesunken ist.

Kurve III ergibt den zeitlichen Verlauf der Gasabgabe einer berußten Platte, die nur $\frac{1}{2}$ Std. lang in freier Luft lag. Bei dieser nur $\frac{1}{2}$ stündigen Adsorptionsdauer ist die Rußschicht nach 3 Std.

Pumparbeit wieder so weit gasfrei und damit die weitere Gasabgabe so gering, daß der Druck in 0,5 mm Abstand nur noch etwa $5 \cdot 10^{-6}$ mm Hg beträgt. Nach $\frac{1}{2}$ Std. Pumparbeit ist der Druck in 0,5 mm Abstand schon unter $1 \cdot 10^{-4}$ mm Hg¹⁾ und nach 1 Std. auf etwa $1 \cdot 10^{-5}$ mm Hg gesunken.

d) Adsorption bei 0,1 mm Hg Luftdruck

Zum Schluß wurde noch untersucht, ob sich nach tagelanger Adsorption unter geringem Druck — 0,1 mm Hg — eine Gasabgabe der Rußschicht im Hochvakuum zeigt. Dabei war nach $\frac{1}{2}$ stündiger Pumpdauer keine Gasabgabe zu bemerken, wenn während der Adsorptionszeit die Apparatur dauernd mit flüssiger Luft gekühlt wurde. Eine Gasabgabe konnte aber festgestellt werden, wenn die Apparatur mehrere Tage ohne Kühlung unter geringem Druck stand. Dabei werden außer geringen Mengen Luft noch Dämpfe adsorbiert, z. B. Hg-Dampf und Hahnfettdampf. Nach 12—24 stündiger Pumpdauer war aber auch dann die Gasabgabe so gering geworden, daß der Druck in 0,5 mm Abstand unter $1 \cdot 10^{-4}$ mm Hg gesunken war.

4. Zusammenfassung²⁾

1. Es wird die Gasabgabe einer frisch berußten Messingplatte im Hochvakuum durch Druckmessung in unmittelbarer Nähe der Platte festgestellt.

2. Die Gasabgabe von zwei eng benachbarten Rußschichten im Hochvakuum wird durch Druckmessung zwischen den Rußschichten festgestellt.

3. Eine entgaste Rußschicht wird kurzzeitig der freien Luft ausgesetzt und dann ihre Gasabgabe im Hochvakuum verfolgt.

1) Sämtliche Druckangaben sind eigentlich einer kleinen Korrektur, da bei der Eichung des Quarzfadenmanometers auch die dünnen „Aufhängefäden“ eine kleine Bremsung erfahren und da der eigentliche „Meßfaden“ F oben und unten um Millimeter über die Platten P hinausragt. Bei der Druckmessung wird dann aber nur der Teil des „Meßfadens“ gebremst, der direkt vor den Platten P schwingt. Die Korrektur wird auf etwa 10% geschätzt. Die genaue Druckmessung ist hier ja unwesentlich, da es sich nicht um Absolutmessungen handelt, sondern um Verhältnisse.

2) Die vorliegenden Mitteilungen sind ein Auszug aus der Diplomarbeit von R. Behne: Untersuchungen über die Gasabgabe berußter Messingplatten mit dem Quarzfadenmanometer. T. H. Danzig, 1931.

Berlin-Lichterfelde W, Feuerwerkerschule, 10. Dezember 1934.

(Eingegangen 14. Dezember 1934)

so
Hg
nd
Hg

ger
be
ger
d-
de.
ur
bei
B.
er
ler

tte
ler

im
en

ft

ur,
ge-
 F
ck-
ekt
Die
ut-

eit
en

4.

hn

V
2
2

1
9
3
5

XUM





STABILISATOR

mit einer Stromquelle beliebiger Art gibt eine Spannungskonstanz:
 $\pm 0,1\%$ bei $\pm 10\%$ Primärschwankungen, 1–2% zwischen Leerlauf
 und Vollast. 0,02% ist nur die gegenseitige Beeinflussung der Teil-
 spannungen. Trägheitslose Regelung durch Glimmentladung. Eigen-
 verbrauch: Einige Milliamperé.



Ausführliche Beschreibungen kostenlos.

STABILOVOLT G. m. b. H., Berlin-Tempelhof, Lorenzweg 1. Tel. Südring 76 30

Lehrbuch der Metallkunde

Chemie und Physik der Metalle und ihrer Legierungen

Von Geh.-Rat Prof. Dr. Gustav Tammann, Göttingen. 4., er-
 weiterte Auflage. XV, 536 Seiten mit 385 Abbildungen im
 Text. 1932. gr. 8°. RM. 48.—, geb. RM. 49.50

Zeitschrift für Metallkunde: Fußend auf seinen eigenen klassischen, alle Gebiete der
 Metallforschung behandelnden Arbeiten, berücksichtigt Tammann überall auch die Ergebnisse
 fremder Forschung und gibt damit dem Leser ein klares Bild über den heutigen Stand der
 modernen Metallkunde. Reiche Anregung geht von dem Werk aus. Dem Lehrenden und dem
 Studierenden hat es gleich viel zu sagen; es gehört nicht nur in jede Bücherei, sondern auch
 in jedes metallkundliche Laboratorium. O. Bauer.

Einführung in die praktische Metallographie

Von Dr. phil. Bernward C. e., Privatdozent an der Technischen
 Hochschule Danzig. 52 Seiten mit 53 Abbildungen im Text. 1932.
 kl. 8°. Steif brosch. RM. 4.20

Bildet: Breitensteins Repetitorien Nr. 76

Technisches Zentralblatt: Die vorliegende kleine Schrift ist durch knappste Ausdrucksweise
 und klare Formulierung ausgezeichnet. Erstmals werden hier Zustandsschaubilder, Gefüge-
 bilder und Diagramme über mechanische Eigenschaften durch geschickte Anordnung auf
 schematischen Tafeln so zueinander in Beziehung gebracht, daß jedermann mit Leichtigkeit
 die wichtigsten Abhängigkeiten zu erkennen vermag. Das Buch stellt in jeder Hinsicht eine
 wirklich gute Einführung für den Praktiker

HDI-Mitteilungen Heft 7/8, 1933: Durch eine kurze, Wiedergabe alles Wesentlichen der
 einzelnen Gegenstände, die durch äußerst klare Abbildungen ergänzt werden, wird der
 Zweck des Büchleins vollkommen erfüllt. Die Anschaffung ist jedem Ingenieur, der sich
 einen Einblick in dieses Arbeitsgebiet verschaffen will, zu empfehlen. Dr. Kothny.

Verlangen Sie bitte meinen ausführlichen Prospekt „Physik“

Die Werke können durch jede Buchhandlung bezogen werden

JOHANN AMBROSIOUS BARTH / VERLAG / LEIPZIG

Technische Kinematik

Zwanglaufmechanik nebst Bewegungsgeometrie und Dynamik der Getriebe in Theorie und Praxis. Zum Gebrauche bei Vorlesungen, in Konstruktionssälen und beim Selbststudium. Von Dr. phil. **Rudolf Beyer**, Gewerbestudienrat an der Ingenieurschule Zwickau i. Sa. XII, 504 Seiten mit einem Bildnis von Franz Reuleaux und 642 Figuren im Text. 1931. gr. 8°. RM. 45.—, geb. RM. 47.70

VDI-Zeitschrift: Der Titel bedeutet ein Programm: Kinematik als angewandte Ingenieurwissenschaft. So fügen sich die drei Hauptteile des Buches zu einer höheren Einheit zusammen, so verschieden ihr Inhalt zu sein scheint. Jedem Teil ist als Leitwort der Name eines Meisters vorangestellt: Franz Reuleaux dem Teil, der sich mit der Ordnung der Getriebe, ihrer Glieder und Formen befaßt; Ludwig Burmeister dem, der die geometrischen Verhältnisse vorhandener oder zu entwerfender Getriebe behandelt; Ferdinand Wittenbauer dem Teil, der die Kräftewirkungen am bewegten Getriebe und ihre zeichnerische Darstellung schildert.

Das Buch ist allen aufs wärmste zu empfehlen, die sich in das große Gebiet der Kinematik gründlich einarbeiten wollen, aber auch allen, die rasche Belehrung über eine einzelne Frage suchen.
O. Marx.

Die Dampfturbinen, ihre Berechnung und Konstruktion mit einem Anhang über Die Gasturbinen

Von Dr.-Ing. **Gustav Flügel**, o. Professor für Dampfturbinen, Propeller und Strömungsphysik an der Technischen Hochschule Danzig. VIII, 324 Seiten mit 297 Figuren im Text. 1931. gr. 8°. RM. 31.05, geb. RM. 33.30

VDI-Zeitschrift: Flügel hat ein Lehr- und Handbuch des Dampfturbinenbaues für Studierende geschrieben, das dadurch seine besondere Note erhält, daß es von einem Hochschullehrer geschrieben ist, der aus einer erst kürzlich abgeschlossenen, verantwortungsvollen praktischen Tätigkeit heraus über reiche theoretische und praktische Erfahrungen verfügt. Alles in allem ist es ein Werk, das zwar besonders dem werdenden Ingenieur gewidmet ist, das aber beim Studium und Nachschlagen auch dem Ingenieur in der Praxis beste Dienste tun und viele Anregungen geben wird. Seine Anschaffung kann daher allen, die sich für die neuere Entwicklung des Dampfturbinenbaues interessieren, wärmstens empfohlen werden.
E. A. Kraft.

Wasserbauliche Strömungslehre

Von Dr.-Ing. **Paul Neményi**, Kopenhagen. VIII, 275 Seiten mit 324 Figuren im Text. 1933. gr. 8°. RM. 28.—, geb. RM. 29.80

Die Wasserwirtschaft: Es werden alle Probleme der Strömungsphysik, soweit sie für die Tätigkeit des Bauingenieurs von Bedeutung sind, systematisch auf Grund der neuesten Forschungsergebnisse dargestellt und größtenteils auch kritisch betrachtet. Zahlreiche Literaturnachweise geben dem Leser die Möglichkeit, auf die Quellen zurückzugreifen. Dem Verfasser gebührt für seine mühevollen Arbeit Dank und Anerkennung der Fachwelt. Auch den fortgeschrittenen Studierenden unserer Hochschulen mag das Werk ein wertvoller Behelf sein. Der Hauptwert des ausgezeichnet ausgestatteten Buches liegt aber in der Problemdarstellung selbst und der forschende Wasserbauer wird es als eine stete Quelle neuer Anregungen schätzen und beachten.
Dr. Vas.

Verlangen Sie bitte mein Fachverzeichnis „Naturwissenschaften“

Die Werke können durch jede Buchhandlung bezogen werden

JOHANN AMBROSIOUS BARTH / VERLAG / LEIPZIG

Verantwortlich: für die Redaktion: Prof. Dr. E. Grünelsen, Marburg/L.; für Anzeigen: Bernhard v. Ammon, Leipzig. - Anzeigenannahme: Leipzig C1, Salomonstr. 18 B, Tel. 708 61. - Verlag: Johann Ambrosius Barth. - Druck: Metzger & Wittig, Leipzig C1. - DA. 1100 IV.Vj. 1934. - Printed in Germany.